Über Präzisions-Frequenzmessungen bei kurzen und ultrakurzen elektrischen Wellen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde genehmigt von der Philosophischen Fakultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Werner Fehr

aus Berlin-Schöneberg

Tag der Promotion: 20. 6. 35
Tag der mündlichen Prüfung: 14. 2. 35

1935

Dissertationsdruckerei und Verlag Konrad Triltsch, Würzburg.

37

Referenten: Prof. Dr. W e h n e l t

Prof. Dr. von L a u e.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Herrn Oberbürgermeister und Staatsminister a. D.

A. DOMINICUS

in dankbarer Verehrung gewidmet.

Gliederung.

Seite

Einleitung 1

§ 1. Allgemeines über Frequenzmessungen 2
a) Frequenznormalien 2
b) Vergleichsmethoden 4

§ 2. Hochfrequenzmeßmethoden, insbesondere im Kurzwellengebiet ($\lambda = 10$ bis 100 m) 5

§ 3. Prinzip des Meßverfahrens 7
a) Die Kurzwellenmessung (Bestimmung von n) 8
b) Die Messung der Grundfrequenzen (Anschluß an die Normalien) 10

§ 4. Aufbau und Eichung der Meßanordnung 13
a) Empfänger 13
b) Meßsender und Hilfsüberlagerer 14
c) Normalien und Hauptmeßkreis 19
d) Eichung 22

§ 5. Gang einer Messung. — Meßergebnisse 29

§ 6. Diskussion der Meßgenauigkeit 35

§ 7. Zur Theorie des Meßverfahrens 37
a) Die Differentialgleichung des Gegentaktgenerators ohne Sekundärkreis 38
b) Die Frequenzgleichung des Gegentaktgenerators mit Sekundärkreis 41

§ 8. Präzisionsmessungen ultrakurzer Wellen ($\lambda < 10$ m) . . 47

§ 9. Sonderanwendungen 49

Zusammenfassung 51

Einleitung.

Der während der letzten Jahre mit wachsender Schnelligkeit sich vollziehende Ausbau der Hochfrequenztechnik hat zur Entwicklung zahlreicher Meßverfahren für alle physikalischen Bestimmungsgrößen Anlaß gegeben, die bei der Erzeugung und Aussendung, bei der Ausbreitung und beim Empfang der elektromagnetischen Wellen maßgebend sind. Unter den Problemen der elektrischen Meßtechnik bei sehr hohen Frequenzen steht das der exakten Frequenzmessung in erster Reihe.

Daß die Anzahl der in einem vorgegebenen Frequenzbereich gleichzeitig einzusetzenden Sender nicht beliebig groß sein darf, wenn Empfangsstörungen durch frequenzbenachbarte Sender vermieden werden sollen, und daß die Verteilung der Senderfrequenzen in diesem Bereich in ganz bestimmter Weise erfolgen muß, sind Grundforderungen, welche die Sende- und Empfangstechnik in gleichem Maße beherrschen und die im Wesen der physikalischen Vorgänge bei der Übertragung von Signalen mittels elektrischer Schwingungen — insbesondere durch das Auftreten von Seitenbändern und die endliche Dämpfung der Schwingungskreise — begründet sind.

Die Zunahme der Zahl der Sender und die Vergrößerung ihrer Reichweiten hat eine immer strengere Beachtung dieser Forderungen notwendig gemacht, für deren Erfüllung die Konstanz der benutzten Sendefrequenzen ausschlaggebend ist. Hohe Frequenzkonstanz ist besonders auch beim Bildfunk und für Schreibempfang vor allem im Hinblick auf die hohen Telegraphiergeschwindigkeiten, die bei der Verwendung von modernen Kurzwellensendern erzielt werden, eine Hauptbedingung für die sichere Abwicklung des Verkehrs.

So sind die Anforderungen in Bezug auf die Innehaltung der durch internationale Abmachungen zugewiesenen Sendefrequenzen immer höher getrieben worden und fanden ihre technische Erfüllung in der Verwendung quarzgesteuerter Sender. Durch diese Entwicklung wurden zwangsläufig die Ansprüche an die Genauigkeit der Frequenzmessungen um Zehnerpotenzen gesteigert. Dabei wachsen die Schwierigkeiten der exakten Frequenzmessung mit der Höhe der zu messenden Frequenz, und die Überwachungsmethoden, besonders der Kurzwellentechnik, müssen feinste physikalische Hilfsmittel sich nutzbar machen, um ihren Zweck zu erfüllen.

Den Methoden der exakten Frequenzmessung kommt im Rahmen der messenden Physik noch besondere Bedeutung insofern zu, als nicht nur eine Reihe technisch-physikalischer Aufgaben mit ihnen gelöst werden können, sondern auch Messungen der reinen Physik mittels derartiger Methoden sich verfeinern lassen. Auch bei der Untersuchung von Ausbreitungsvorgängen elektrischer Wellen können Frequenzmessungen höchster Präzision Bedeutung erlangen.

Die Hauptanforderungen, die vom Standpunkt der Hochfrequenzmeßtechnik an ein praktisch brauchbares Präzisionsmeßverfahren gestellt werden, sind: Verhältnismäßig einfacher Aufbau, große Betriebssicherheit und Schnelligkeit bei der Messung, ferner im Hinblick auf die Kostenfrage: Ausnutzung der Frequenznormalien für einen möglichst großen Frequenzbereich, sowie nach Möglichkeit Vermeidung teuerer Anzeigeinstrumente (natürlich ohne die verlangte hohe Präzision in Frage zu stellen).

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit bestand einerseits in der Schaffung einer solchen Meßmethode und -Apparatur, andererseits in der Untersuchung der dem Verfahren zugrundeliegenden theoretischen Zusammenhänge, sowie der physikalisch bedingten Grenzen der Anwendbarkeit bei gegebenen Genauigkeitsansprüchen.

§ 1. Allgemeines über Frequenzmessungen.

a) Frequenznormalien.

Jede Frequenzmessung ist im wesentlichen eine Zeitmessung; als Hauptfrequenznormal ist also das Hauptzeitnormal zu benutzen. Als praktische Ausgangsnormalien für alle Präzisionszeitmessungen sind der mittlere Sonnentag oder sein 86400. Teil, die Sekunde, anzusehen. Das von der Natur gelieferte Hauptzeitnormal größter Konstanz ist der Sterntag, von dem der mittlere Sonnentag abgeleitet ist. Die Grundlage jeder Zeitmessung sind periodische Bewegungen, denen irgendwelche geeignete Körper unterworfen sind. Diese Bewegungen müssen von der Art sein, daß man annehmen darf, daß das Verhältnis ihrer Periodendauer zu dem mittleren Sonnentag innerhalb der jeweils vorgeschriebenen oder erreichbaren Genauigkeitsgrenzen über Zeitabschnitte, die groß sind gegen den mittleren Sonnentag, konstant bleibt. In diesem Sinne sind Pendel und andere Anordnungen, bei denen Schwingungen konstanter Periode auftreten, als Frequenznormalien zu bezeichnen. Die Frequenznormalien müssen natürlich größenordnungsmäßig den zu messenden Frequenzen angepaßt sein, wodurch die Verschiedenartigkeit der im Laufe der Entwicklung

der physikalischen Meßtechnik aufgestellten Normalfrequenzskalen in bezug auf die als Normalien benutzten Schwingungsgebilde (Stimmgabeln, elektrische Schwingungskreise, Quarznormalien, Magnetostriktionsoszillatoren) bedingt ist.

Die Hochfrequenzmeßtechnik führte zunächst zur Entwicklung von Normalien rein elektrischer Natur in Gestalt von Normalschwingungskreisen, die aus genau berechenbaren und kontrollierbaren Selbstinduktivitäten und Kapazitäten bestehen [1]). Cadys Untersuchungen an piezoelektrischen Quarzkristallen bei Hochfrequenz [2]) lieferten alsdann die Grundlage für die Entwicklung der heute in weitestem Umfange verwendeten Quarznormalien, die durch die im piezoelektrischen Effekt begründete Verknüpfung elektrischer und mechanischer Schwingungen zur Zeit als die eleganteste Lösung des Problems der Schaffung von Frequenzstabilisatoren und -Normalien hoher Präzision, die auch in der technischen Praxis überall zuverlässig den an sie gestellten Anforderungen genügen, gelten kann. Erwähnt sei, daß neuerdings auch Turmalinkristalle in ähnlicher Weise in der Hochfrequenztechnik Verwendung finden.

Quarznormalien stehen, abgesehen von den kürzesten Wellen (unter 5 m) *), für den gesamten Frequenzbereich der Hochfrequenztechnik, allerdings mit verschiedenen Genauigkeitsgraden, zur Verfügung, und zwar in Gestalt von Oszillatoren, die in geeigneter Zusammenschaltung mit einem Elektronenröhrensystem frequenzbestimmend für die entstehende Schwingung sind, und in Gestalt von Resonatoren, die bei losester Kopplung mit dem Erzeuger der zu messenden Frequenz einen Vergleich dieser mit ihrer Eigenfrequenz gestatten. Der Grundforderung jeder Meßtechnik, daß Meßmethode und Meßmittel nicht merklich in den messend zu verfolgenden Vorgang eingreifen dürfen, entsprechen in den meisten Fällen Resonatoren mehr als Oszillatoren, sofern die Kopplung mit dem resonierenden System lose genug gemacht werden kann oder deren Einfluß auf das Meßergebnis restlos übersehbar ist. Konstanz aller Bestimmungsgrößen der Normalien über längere Zeiträume ist bei Resonatoren besser gesichert als bei Oszillatoren, da diese an einem ungleich größeren Energieumsatz beteiligt sind als Resonatoren. Bei der Beurteilung der Brauchbarkeit piezoelektrischer Kristalle als Normalien ist auch noch der mit dem Piezoeffekt stets gleichzeitig auftretende Pyroeffekt zu beachten. Die im Vergleich zu Normalschwingungskreisen fehlende stetige Veränderbarkeit wird durch größere

---

*) Zur Steuerung von Ultrakurzwellensendern bis hinab zu einer Wellenlänge von etwa 1,8 m werden Turmalinkristalle verwendet, die jedoch noch nicht in dem hier besprochenen Sinne als Frequenznormalien anzusehen sind.

Präzision und Konstanz aufgewogen und kann durch zusätzliche Benutzung von Normalschwingungskreisen ausgeglichen werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die von Giebe und Scheibe[3]) entwickelten Leuchtquarzresonatoren verwendet, deren Frequenzwerte von der PTR mit einer Genauigkeit von 0,01‰ garantiert werden. Als Normalfrequenzen gelten die 3. Harmonischen longitudinal erregter Quarzstäbe, das sind im vorliegenden Falle Frequenzen im Bereich von 150 kHz. Über den Anschluß dieser Resonatoren an die durch longitudinal oder transversal erregte Leuchtquarzresonatoren ähnlicher Art definierte Normalfrequenzskala der PTR sei auf die Originalarbeit verwiesen [4]).

b) Vergleichsmethoden.

Der Vergleich von Frequenzen, die innerhalb des Hörbarkeitsbereiches liegen, erfolgt im allgemeinen naturgemäß durch das Ohr, das vor allem durch Beobachtung der Schwebungen die Gleichheit zweier Frequenzen mit sehr großer Genauigkeit festzustellen ermöglicht. Die Fähigkeit des Gehörs, die einzelnen Komponenten eines nicht allzu komplizierten Klanges auszusondern und so ihre Frequenz durch direkten Vergleich mit einer geeigneten Normalfrequenz zu bestimmen, erhöht noch die Brauchbarkeit dieses menschlichen Sinnes als Indikator bei phyikalischen Messungen.

Auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen stehen als prinzipielle Vergleichsmethoden einander gegenüber: Schwebungs- oder Überlagerungsverfahren und Resonanzverfahren, diese auf der Beobachtung einer (Maximal- oder Minimal-) Amplitude, jene auf einer Frequenzbeobachtung beruhend. Während die Schwebungsverfahren, bei denen hörbare Töne durch Überlagerung und Gleichrichtung zweier hochfrequenter Schwingungen erzeugt werden, die Frequenzvergleichung auf Grund eines akustischen Sinneseindruckes erreichen lassen, liefern die Resonanzverfahren die Grundlage für Vergleichsmethoden, die auf optischen Sinneseindrücken (Instrumentanzeige, Leuchterscheinungen) beruhen, und die in gewisser Beziehung als objektiver im Vergleich zu den akustischen Methoden anzusprechen sind. Eine Kombination dieser Vergleichsmethoden liefert Meßverfahren außerordentlich hoher Empfindlichkeit und Präzision. Frequenzvergleichungen sehr großer Genauigkeit im Bereich der hörbaren Töne sind auch auf oszillographischem Wege durchführbar; für hohe Frequenzen kommt vor allem die Benutzung des Kathodenstrahloszillographen in Betracht (Lissajou-Figuren und andere, z. B. auf der Verwendung von Kippschwingungen beruhende Indikatorbilder). Als unentbehrlich erweist sich die

oszillographische Methode bei der Bestimmung der Frequenzen stark verzerrter Schwingungen (Kippschwingungen), deren Grundfrequenz, auch wenn sie im Hörbarkeitsbereich liegt, mit dem Ohr nicht definierbar ist.

Das Oberschwingungsprinzip, darin bestehend, daß eine Frequenz nicht zu der Grundfrequenz des Vergleichsvorganges, sondern zu einer seiner harmonischen Oberschwingungen in Beziehung gesetzt wird, gestattet die Vergleichung größenordnungsmäßig sich unterscheidender Frequenzen mittels eines Überlagerungs- oder eines Resonanzverfahrens.

Nach der Grundformel der Wellenlehre $n = \frac{c}{\lambda}$ läßt sich jede Frequenzmessung auf eine Wellenmessung zurückführen, vorausgesetzt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit c bekannt ist und innerhalb des Mediums, in dem λ gemessen wird, konstant bleibt. Durch Reflexion werden frei im Raum oder auf Lecherdrähten stehende Wellen erzeugt; elektrische Indikatoren zeigen die Spannungs- oder Stromknoten an, deren Abstand alsdann durch eine direkte Längenmessung ermittelt werden kann. Dieses Verfahren ist bei Wellenlängen unter etwa 1,5 m augenblicklich für genaue Messungen das einzige brauchbare, wobei aber zu bemerken ist, daß die mittels eines normalen versuchstechnischen Aufwandes erreichbaren Genauigkeiten recht erheblich hinter denen zurückbleiben, die man auf Grund von Frequenzmessungen mit den im folgenden näher zu behandelnden Methoden bei Wellen bis hinab zu 2 m erzielen kann.

§ 2. Hochfrequenzmeßmethoden, insbesondere im Kurzwellengebiet ($\lambda = 10 - 100$ m).

Das einfachste Frequenzmeßverfahren beruht bekanntlich auf der Beobachtung der Stromresonanz in einem geeichten geschlossenen Schwingungskreise, der von dem zu messenden Sender erregt wird. Zur Anzeige des Stromes im Schwingungskreis dient ein aperiodisch angekoppelter Kreis mit Detektor und Galvanometer oder mit einem Thermoinstrument. Frequenzmesser dieser Form erfordern zu ihrer Erregung einen Energiebetrag, der nur in unmittelbarer Nähe des Senders zur Verfügung steht und nur durch magnetische oder elektrische Kopplung übertragen werden kann; in größerer Entfernung vom Sender, wo nur noch die Energieübertragung durch Strahlung in Betracht kommt, ist die Energieaufnahme des Kreises aus dem Strahlungsfelde zu gering, um ohne Zuhilfenahme von offenen Schwingungskreisen (Antennen) und Verstärkeranordnungen

wahrnehmbar gemacht werden zu können. Anordnungen, die für die Fernmessung von Frequenzen in Betracht kommen, erfordern daher eine besondere Empfangsapparatur sowie entweder einen Hilfssender, der die zur Anregung des Meßkreises erforderliche Energie liefert — und dessen Welle mit der zu empfangenden Welle in Übereinstimmung gebracht wird —, oder verfeinerte Indikatormittel für die Resonanz des Meßkreises (Schwingaudion).

Unter Benutzung der einfachen Indikatoren: Detektor und Galvanometer oder Thermoinstrument läßt sich die Genauigkeit der Frequenzmessung mit einfachen Resonanzkreisen bei sorgfältigster mechanischer Konstruktion kaum über etwa 0,5‰ steigern. Die Frequenzen der besten quarzgesteuerten Kurzwellensender lassen sich aber über längere Zeiträume bis auf 0,1‰ konstant halten. Um die Schwankungen, die die Frequenz eines Senders innerhalb dieser Genauigkeitsgrenzen erfährt, messend verfolgen zu können, sind Meßmethoden erforderlich, die Genauigkeiten bis zu mindestens 0,01‰ absolut erreichen lassen; das bedeutet, daß bei einer Frequenz von

30 000 kHz (λ = 10 m) die Frequenz auf ± 300 Hz,
15 000 kHz (λ = 20 m) die Frequenz auf ± 150 Hz,
3 000 kHz (λ = 100 m) die Frequenz auf ± 30 Hz

genau bestimmt werden muß. Hierzu ist zu bemerken, daß noch keineswegs alle heute in Betrieb befindlichen Sender eine so gute Frequenzkonstanz aufweisen, daß eine Messung mit der angegebenen Genauigkeit durchgeführt werden kann. Schwankungen um ein Vielfaches der oben angegebenen Grenzbeträge während der wenigen Minuten, die eine Messung mit einer gut durchgebildeten Präzisionsapparatur in Anspruch nimmt, machen natürlich eine solche Messung unmöglich.

Allen Präzisions-Kurzwellenmeßmethoden gemeinsam ist die Benutzung eines Überlagerungsverfahrens und des Oberschwingungsprinzips zum Vergleich der zu messenden Frequenz mit den Normalfrequenzen. Die Verwendung dieses Prinzips ist bedingt durch den Frequenzbereich, für den Normalien höchster Präzision hergestellt werden können, und dadurch, daß in diesem Frequenzbereich die Erzeugung einer Frequenz hinreichender Konstanz keinen allzu erheblichen technischen Aufwand erfordert.

Im Folgenden sei ein kurzer Überblick über Kurzwellen-Präzisionsmeßverfahren gegeben, die in Deutschland für die technische Praxis unter Verwendung von Leuchtquarznormalien entwickelt wurden. In erster Linie sind die von Mögel[5]) angegebenen Meßanordnungen zu nennen. Der eigentlichen Präzisionsmessung wird dabei eine Messung geringerer Genauigkeit vorausgeschickt, die mit einem auf etwa 1‰ genau messenden Kurzwellenmesser vorgenom-

men wird, um die Ordnungszahl der aus einem Langwellen-Meßsender zur Überlagerung mit der zu messenden Frequenz entnommenen Harmonischen zu ermitteln.

Die zugehörige Grundfrequenz wurde nach dem ersten Mögelschen Verfahren mittels eines extrem lose an den Meßsender angekoppelten Präzisions-Wellenmeßkreises unter Benutzung von Detektor und Spiegelgalvanometer als Indikatormittel gemessen. Bei einem zweiten Verfahren [6]) wird ein in seiner Grundwelle um etwa 2% veränderbarer Meßsender verwendet, dessen Schwingkreis innerhalb dieses Grundwellenbereiches mittels 8 bis 9 Leuchtresonatoren geeicht ist. Die jeweilige Grundfrequenz wird durch Interpolation zwischen den so gegebenen Normalfrequenzen ermittelt.

Eine weitere von Mögel angegebene Anordnung [7]) arbeitet mit nur einer festen Grundfrequenz; es ist daher nur ein Normal erforderlich. Zu dieser Apparatur gehört allerdings ein besonders sorgfältig konstruierter Kurzwellenempfänger, da alle Einstellungen und Ablesungen im Kurzwellenteil vorgenommen werden müssen. Die zu messende Frequenz wird durch Interpolation zwischen der n-ten und der $(n \pm 1)$ ten Harmonischen der Grundfrequenz ermittelt.

In der Praxis werden ferner Präzisions-Frequenzmesser in Gestalt von Normalkreisen, die in einem Thermostaten aufgebaut sind, verwendet; sie sind zumeist als Absorptionskreise in Verbindung mit schwingenden Audionempfängern geschaltet.

Kurzwellenmeßverfahren, bei denen keine Leuchtquarzresonatoren verwendet werden, sind besonders in der amerikanischen Literatur [8]) angegeben worden.

Gemäß der in der Einleitung formulierten Aufgabe wurde ein Präzisionsmeßverfahren entwickelt, dessen Prinzip im folgenden Paragraphen dargelegt wird.

§ 3. Prinzip des Meßverfahrens [9]).

Das Verfahren ist ein Fernmeßverfahren, das die Messung aller mit dem Empfänger nachweisbaren Sender an dem betreffenden Überwachungsort gestattet. Der Anschluß der zu messenden Frequenzen an die Sekundärnormalien (Quarzresonatoren) erfolgt nach dem Oberschwingungsprinzip durch ein Überlagerungsverfahren. Eine schematische Darstellung der gesamten Meßanordnung zeigt Abb. 1. Nach der Abstimmung des Kurzwellenempfängers KWE auf die zu messende Frequenz f erfolgen sämtliche weiteren Ablesungen und Messungen an Langwellengeräten. Die Grundschwingung F des Meß-Senders MS wird so gewählt, daß die Frequenz ihrer n-ten Harmo-

nischen gleich der zu messenden Frequenz f wird (Einstellung auf die Schwebung Null). Die Anwendung dieses Verfahrens bei mindestens zwei Grundschwingungen mit den entsprechenden Harmonischen ermöglicht die genaue Ermittlung von n; eine Grobmessung der Frequenz, um n zu ermitteln, ist nicht erforderlich.

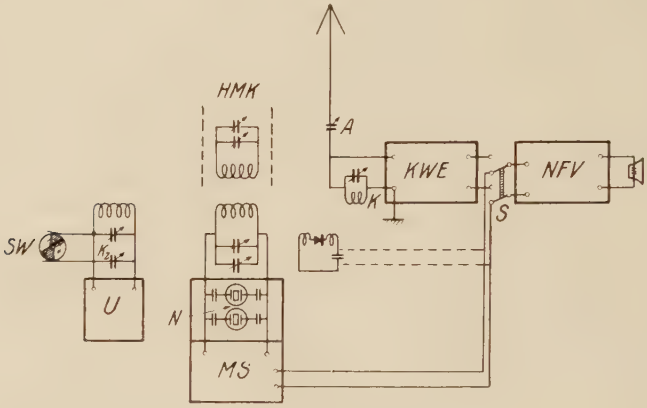

Abb. 1. Schema der Meßanordnung.

Die jeweilige Grundfrequenz F wird nach einem Zwischenkreisverfahren, das auf einer Beobachtung der resultierenden Frequenz bei gekoppelten Systemen beruht, mit dem Hauptmeßkreis HMK gemessen. HMK ist mittels einiger, mindestens zwei Leuchtquarzresonatoren geeicht. Die Messung der jeweiligen Grundschwingung stellt eine Interpolation zwischen den durch die Leuchtquarzresonatoren gesicherten Normalfrequenzen dar; sie erfolgt durch akustische Beobachtung unter Benutzung eines Überlagerers U, der in regelmäßigen Intervallen nacheinander zwei von der zu messenden Frequenz F um hörbare Beträge abweichende Frequenzen liefert, von denen die eine unterhalb, die andere oberhalb von F liegt [10]). Durch dieses Verfahren werden Mitnahmeerscheinungen und die dadurch bedingten Fehlerquellen vermieden. Als Anzeigeinstrument dient, außer bei den Leuchtquarzeinstellungen, stets ein Telefon; besonders gegen mechanische oder elektrische Störungen empfindliche Meßinstrumente zur Resonanzanzeige, wie Galvanometer oder dergl. werden nicht benutzt.

a) Die Kurzwellenmessung.

(Bestimmung von n)

Der zu messenden elektromagnetischen Schwingung von der Frequenz f wird die n-te Harmonische einer Grundschwingung F_0 über-

lagert, und zwar wird F_0 so gewählt, daß die n-te Harmonische gleich der zu messenden Frequenz f ist, daß also

$$n F_0 = f. \tag{1}$$

F_0 ist eine Frequenz, die innerhalb des durch die Normalien gesicherten Grundbereiches liegt, und ist daher nach dem im Folgenden zu erörternden Verfahren mit der durch die Normalien bedingten Absolutgenauigkeit zu bestimmen. n und damit f sind noch unbestimmt. Die zur Bestimmung dieser beiden Größen erforderliche zweite Gleichung ergibt sich dadurch, daß zur Überlagerung mit der zu messenden Schwingung auch noch die $(n + 1)$ te oder die $(n - 1)$ te Harmonische einer Grundschwingung von der Frequenz F_1 benutzt wird, sodaß

$$\begin{aligned} (n - 1)\, F_1 &= f \qquad (\text{für } F_1 < F_0) \\ (n - 1)\, F_1 &= f \qquad (\text{für } F_1 > F_0). \end{aligned} \tag{2}$$

Aus (1) und (2) wird

$$f = \frac{F_0 F_1}{|F_0 - F_1|} \cdot \tag{3}$$

Damit ist die Bestimmung von f zurückgeführt auf die Bestimmung zweier Grundfrequenzen F_0 und F_1.

Prinzipiell ist, wie man aus Gleichung (3) ersieht, die Kenntnis von n für die Messung nicht erforderlich. Für die praktische Messung ist jedoch zu beachten, daß f aus Gleichung (3) nicht mit derselben Genauigkeit ermittelt werden kann, mit der F_0 und F_1 gemessen werden. Dagegen ist f aus (1) und (2) mit dieser Genauigkeit bestimmbar, sofern n genau bekannt ist. Aus (1) und (2) wird

$$n = \frac{F_1}{|F_0 - F_1|} \cdot \tag{4}$$

Die Tatsache, daß n eine ganze Zahl sein muß, gestattet hieraus für die bei dem vorliegenden Meßverfahren auftretenden Größenordnungen die völlig sichere Bestimmung von n (Näheres über die Genauigkeitsgrenzen s. § 6.).

Für die Messung sehr hoher Frequenzen f ist die Verwendung der $(n \pm k)$ ten Harmonischen einer Grundfrequenz F_k zur Überlagerung vorteilhaft; dann wird allgemein

$$(n \pm k)\, F_k \quad f \qquad (k = 1, 2, 3, \ldots) \tag{2a}$$

$$f = \frac{k F_0 F_k}{|F_0 - F_k|} \tag{3a}$$

$$n = \frac{k F_k}{|F_0 - F_k|} \cdot \tag{4a}$$

Eine Umrechnung der Formeln auf Wellenlängen führt zu

$$\lambda = |\Lambda_0 - \Lambda_k| \;, \qquad n = \frac{k \Lambda_0}{|\Lambda_0 - \Lambda_k|} \cdot \tag{3b), (4b}$$

Die Bestimmung von λ erfordert also die Messung zweier um λ bezw. $k\lambda$ voneinander abweichender Grundwellen Λ_0 und Λ_1 bezw. Λ_k. Einen Überblick über die spektrale Verteilung der Grundfrequenzen F bezw. Grundwellen Λ, deren entsprechende Harmonische für die Überlagerung der zu messenden Frequenz f bezw. Welle λ zur Verfügung stehen, gibt Abb. 2. Als Ordinate ist die Frequenzdifferenz $n\,F - f$ mit n als Parameter aufgetragen. Durch die beiden Parallelen zur Abszissenachse ist derjenige Bereich angedeutet, in dem die Schwebungsfrequenzen hörbar sind.

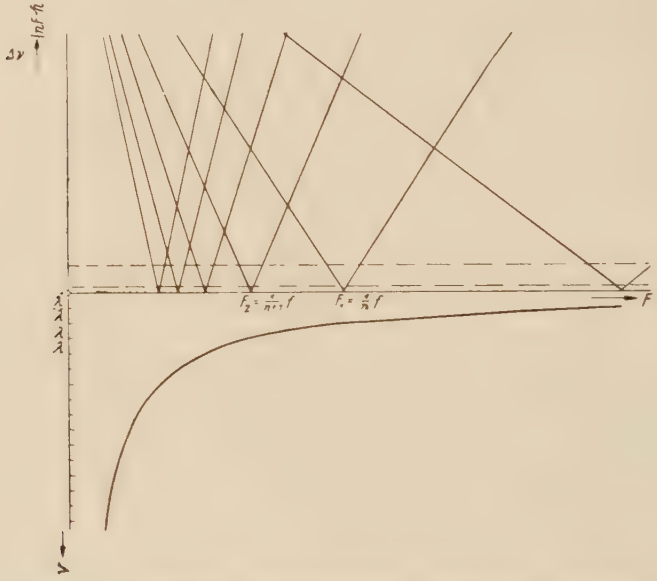

Abb. 2. Spektrale Verteilung der Oberschwingungen.

b) Die Messung der Grundfrequenzen. (Anschluß an die Normalien.)

Die vom Meß-Sender MS gelieferten Grundfrequenzen F_0, F_1, ..., F_k werden im allgemeinen nicht mit einer der durch die Quarzresonatoren bestimmten Normalfrequenzen übereinstimmen. Die Aufgabe der Messung besteht also jetzt in einer Interpolation zwischen den den Grundbereich des Meß-Senders sichernden Normalfrequenzen. Die Messung der Grundfrequenzen F_0, F_1, ... F_k erfolgt an dem Hauptmeßkreis HMK, der mittels der Leuchtquarzresonatoren geeicht und kontrolliert wird (Über die Eichung s. § 4, d) und dessen Eigenfrequenz mit der jeweils zu messenden Grundfrequenz in Resonanz gebracht wird. Die Abstimmung auf Resonanz könnte

prinzipiell bei extrem loser Kopplung des HMK mit dem Meß-Sender unter Benutzung eines aperiodischen Indikatorkreises mit Detektor oder Thermoelement und Galvanometer durch Einstellung auf das Strommaximum erfolgen. Diese Methode hat, wie bei einem späteren Vergleich noch gezeigt werden soll, bei sehr exakten Messungen verschiedene Nachteile gegenüber dem hier benutzten und zu beschreibenden Verfahren zur Auffindung des Resonanzpunktes. Die Rückwirkung des HMK auf den mit ihm gekoppelten Meßsender MS, die man durch extrem lose Kopplung auf ein zu vernachlässigendes Maß herabdrücken müßte, wird im Folgenden in geeigneter Weise zur exakten Resonanzanzeige benutzt.

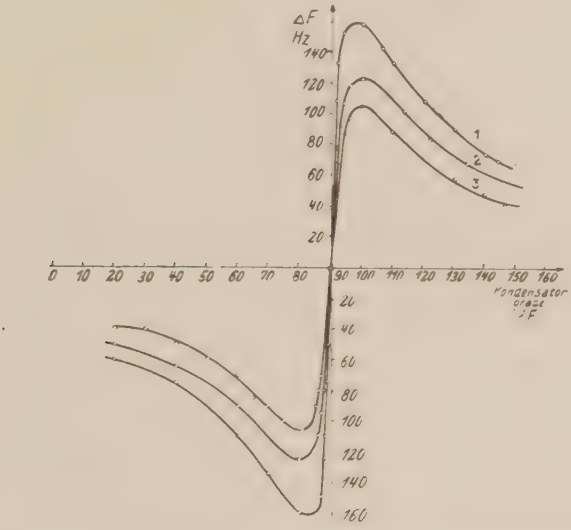

Abb. 3. Verstimmungskurven: Verstimmung des Gesamtsystems ΔF in Abhängigkeit von der Verstimmung des Sekundärkreises (δF).
Werte des Kopplungsfaktors:
Kurve 1 . . . . . $k = 0{,}01$
„ 2 . . . . . $k = 0{,}002$
„ 3 . . . . . $k < 0{,}002$.

Der Hauptmeßkreis ist mit dem Meßsender lose, jedoch nicht extrem lose gekoppelt. Die dadurch bedingte Rückwirkung des Kreises auf MS bewirkt bei der Gesamtanordnung, die jetzt HMK und MS umfaßt, und die als ein Sekundärkreissender aufzufassen ist, Änderungen der Frequenz und der Amplitude, die, solange die Kopplung lose, d. h. unterhalb eines gewissen kritischen Wertes bleibt, stetige Funktionen der Eigenfrequenz des HMK sind. Wichtig für das Meßprinzip sind hier die Frequenzänderungen, die durch das Hinzuschalten des HMK in der Gesamtanordnung bewirkt werden.

Ist F die Frequenz des Meßsenders, wenn keine Kopplung zwischen MS und HMK besteht, δF die Abweichung der Eigenfrequenz des HMK von dieser Frequenz, also die Abweichung von der Resonanzfrequenz, dann ist bei verschiedenen Graden der Kopplung zwischen HMK und MS die Verstimmung ΔF des Gesamtsystems gegen die ursprüngliche Frequenz F in Abhängigkeit von δF gegeben durch Funktionen der in Abb. 3 dargestellten Art *). Die Resonanz zwischen MS und der Eigenfrequenz des HMK ($\delta F = 0$) ist gekennzeichnet durch das Verschwinden der Verstimmung des Gesamtsystems, $\Delta F = 0$.

Der Verlauf der Frequenz des Gesamtsystems bei stetiger Änderung der Abstimmung des HMK kann nun akustisch dadurch sinnfällig gemacht werden, daß man den Überlagerungston der jeweiligen Frequenz $F' = F + \Delta F$ des Gesamtsystems und einer Hilfsfrequenz $\overline{F}$, die von einem Überlagerer U geliefert wird, nach Gleichrichtung und Verstärkung abhört. $\overline{F} - F'$ ist dann die Frequenz des Schwebungstones. Insbesondere ergibt sich für $\Delta F = 0$, d. h. bei Resonanz zwischen MS und HMK dieselbe Schwebungsfrequenz $\overline{F} - F$ wie für den Fall, daß die Kopplung zwischen HMK und MS Null ist. Prinzipiell könnte man $\overline{F} = F$ wählen, die Resonanz also durch zweimalige Beobachtung der Schwebung Null (ohne und mit Sekundärkreis) ermitteln. Wegen der Hörbarkeitsgrenze des Ohres und wegen des Auftretens von Mitnahmeerscheinungen zwischen den betreffenden HF-Generatoren kann eine derartige Beobachtungsmethode, besonders in dem hier vorliegenden Bereich verhältnismäßig niedriger Hochfrequenzen, zu unzulässig großen Fehlern führen. Daher wird folgendermaßen verfahren: Der Überlagerer U liefert in

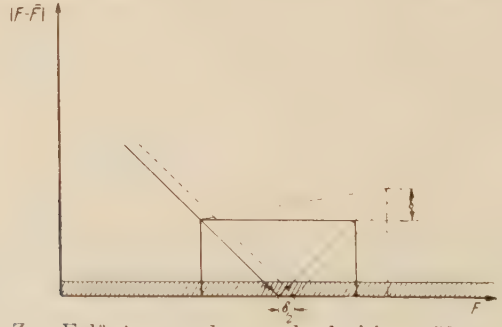

Abb. 4. Zur Erläuterung der wechselseitigen Überlagerung.

*) Die Aufnahme dieser Kurven erfolgte in der Weise, daß der durch die Verstimmung des Sekundärkreises veränderbaren Meßsenderfrequenz eine konstante Frequenz überlagert wurde. Mittels einer Tonfrequenzmeßbrücke konnte sodann die Höhe des Überlagerungstones und damit ΔF in Abhängigkeit von der Verstimmung des Sekundärkreises HMK gemessen werden.

regelmäßigem Wechsel nacheinander zwei HF-Schwingungen $\overline{F}_1$ und $\overline{F}_2$, die beide nach entgegengesetzten Richtungen um hörbare Beträge von der zu bestimmenden Frequenz F abweichen (Abb. 4). Nachdem bei abgeschaltetem, d. h. geöffnetem Sekundärkreis die hörbaren Abweichungen von der Grundfrequenz F nach oben und unten gleichgemacht worden sind, erfolgt zunächst bei nunmehr hinzugeschaltetem Sekundärkreis im allgemeinen eine Störung des Tongleichgewichtes, da die Grundfrequenz $F' = F + IF$ jetzt nicht mehr in der Mitte zwischen $\overline{F}_1$ und $\overline{F}_2$ liegt. Erst bei Resonanzabstimmung des Sekundärkreises, d. h. bei $F' = F$ oder $IF = 0$ ist wieder Tongleichheit zu beobachten.

§ 4. Aufbau und Eichung der Meßanordnung.

a) Empfänger.

Der Empfangsteil der Meßanordnung besteht aus einem Kurzwellenempfänger KWE mit nachgeschaltetem Gegentakt-Niederfrequenzverstärker (Abb. 5). Auswechselbare Spulen ermöglichen die Aufnahme von Sendern bis hinab zu einer Wellenlänge von etwa 10 m (30 000 kHz). Als Eingangsstufe wurde eine Hochfrequenzverstärker-Anordnung mit einer Schirmgitterröhre gewählt, die außer einer Verstärkung der einfallenden Schwingungen eine einwandfreie Ankopplung des Empfängers an die Antenne und den Meßsender gewährleistet. Nach Gleichrichtung der Hochfrequenzschwingungen in der als Audion mit Rückkopplung geschalteten 2. Stufe erfolgt die Verstärkung der niederfrequenten Komponente in dem nachfolgenden Niederfrequenzverstärker. Die einzelnen Stufen des Empfängers sind gegeneinander abgeschirmt, der ganze Empfänger ist zur Vermeidung

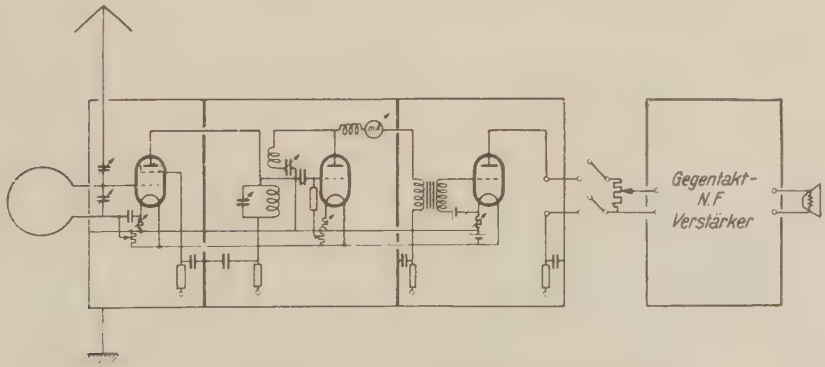

Abb. 5. Schaltschema des Kurzwellenempfängers.

unerwünschter Kapazitätsänderungen bei der Bedienung in ein stabiles Aluminiumgehäuse eingebaut, das geerdet ist. Nur die Selbstinduktion des Gitterkreises der ersten Stufe ist in Gestalt einer Koppelschleife S, deren Umfang ungefähr dem der Meßsenderspulen angepaßt ist, aus dem Kasten herausgeführt und dient zur Aufnahme der von dem Meßsender gelieferten Oberschwingungen. Durch Verschieben der Spule S auf einer Kontaktbahn kann die Kopplung mit dem Meßsender verändert werden. Die Kopplungsschleife ist ebenfalls durch ein Aluminiumblech gegen kapazitive Einwirkungen seitens des die Apparatur Bedienenden geschützt. Große Antennen werden zweckmäßig mittels eines veränderlichen Kondensators A von wenigen $\mu\mu$F Kapazität an den Empfänger gekoppelt. Man vermeidet dadurch auch Störungen des Empfangs durch örtlich benachbarte Sender, insbesondere Rundfunksender, deren Eigenwelle etwa mit der Eigenwelle der Antenne zusammenfällt. Durch diese kapazitive Ankopplung der Antenne in Verbindung mit der Änderung der induktiven Ankopplung an den Meßsender durch die Spule S ist die Möglichkeit einer optimalen Anpassung der Intensitäten der einfallenden HF-Schwingung und der aus dem Meßsender aufgenommenen, dieser sich überlagernden Oberschwingung gegeben.

Das Eindringen von HF-Schwingungen in den Niederfrequenzteil gibt besonders bei Kurzwellengeräten Anlaß zum Auftreten niederfrequenter Störschwingungen im Verstärker, die durch Überbrükkung der Batterien durch große Kondensatoren (2 μ F) sowie durch Zuführen der Anodenspannung über hohe Widerstände (10 000 bis 20 000 Ohm) unterdrückt werden können.

b) Meßsender und Hilfsüberlagerer.

Der Meßsender MS muß bei sehr hoher Konstanz der Frequenz stark verzerrte Sinusschwingungen liefern, aus denen zur Überlagerung mit der zu messenden Schwingung Oberschwingungen hoher Ordnungszahl von hinreichend großer Intensität ausgesiebt werden können. Die prinzipiell beste Lösungsmöglichkeit des Problems der Erzeugung von Schwingungen äußerster Frequenzkonstanz, Quarzsteuerung des Senders, ist in diesem Falle mit der Meßmethode, die eine stetige Veränderbarkeit der Frequenz in einem von der Größe der zu messenden Frequenz f abhängigen Bereich erfordert, nicht vereinbar.

Das Problem der Erzeugung hochfrequenter elektrischer Schwingungen konstanter Frequenz ist in mehreren Untersuchungen theoretisch und experimentell behandelt worden, von denen hier die Arbeiten von Strecker, Edgeworth, Martyn, Eller, Lazaref genannt

seien [11]). Zusammenfassend können aus diesen Untersuchungen für die praktische Lösung dieser Aufgabe folgende Leitsätze entnommen werden:

1. Der mechanische Aufbau des Senders und aller zugehörigen Anordnungen muß äußerst stabil sein; durch Abschirmung sind Kapazitätsänderungen in der Umgebung unwirksam zu machen.
2. Sämtliche Spannungsquellen (Heiz-, Anoden-, Gitterbatterien) müssen hinreichend konstante Spannungen liefern, wobei zu berücksichtigen ist, daß durch geeignete Wahl der Senderschaltung und der Dimensionierung ihrer Schaltelemente die Abhängigkeit der erzeugten Frequenz von etwa auftretenden Spannungsschwankungen in sehr engen Grenzen gehalten werden kann.
3. Besondere Beachtung erfordert die Konstanthaltung des Heizstromes.
4. Der Betriebszustand des Senders muß so gewählt werden, daß ein möglichst kleiner Gitterstrom fließt, da, wie Erfahrung und theoretische Überlegungen zeigen, Gittergleichströme die Frequenzkonstanz in besonders hohem Maße beeinflussen.

Durch Wahl des Arbeitspunktes der Röhren im gekrümmten Teil der Kennlinie (stark negative Gittervorspannung) wird die erforderliche Kurvenverzerrung der erzeugten Schwingung erreicht. Die Leistung des Meßsenders muß so bemessen werden, daß, entsprechend dem Abfall der Oberschwingungsintensitäten mit wachsender Ordnungszahl, die höchste für die Messung in Betracht kommende Harmonische noch mit hinreichender Intensität erzeugt wird. Unter der Annahme einer — praktisch nur näherungsweise erreichbaren — rechteckigen Kurvenform gilt folgende Überlegung:

Eine rechteckige Stromkurve ist nach Fourier darstellbar in der Form

$$i = \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1} \sin (2n+1)\,\omega t \quad , \tag{1}$$

wobei das Verhältnis der Grundschwingungsamplitude zur k-ten Oberschwingungsamplitude ($k = 2n + 1$) gegeben ist durch

$$J_1 : J_k = 1 : \frac{1}{k} \quad . \tag{2}$$

Durchfließt ein solcher Strom einen auf die Grundfrequenz ω abgestimmten, aus Induktivität und parallel geschalteter Kapazität gebildeten Schwingungskreis, dessen Dämpfung $d = R/\omega L = 0{,}02$ betragen möge, so hat bekanntlich die Amplitude des Resonanzstromes den Wert

$$J_r = \frac{1}{d} J_1 = 50\, J_1 \quad . \tag{3}$$

Der Oberschwingungsstrom $\mathfrak{J}_k$ setzt sich aus den induktiven und kapazitiven Anteilen $\mathfrak{J}_{kL}$ und $\mathfrak{J}_{kC}$ zusammen in der Form

$$\mathfrak{J}_k = \mathfrak{J}_{kL} + \mathfrak{J}_{kC} \quad , \tag{4}$$

und es ist, wenn man den Ohmschen Widerstand des Schwingungskreises vernachlässigt,

$$\frac{\mathfrak{J}_{kL}}{\mathfrak{J}_{kC}} = \frac{\frac{1}{jk\omega C}}{jk\omega L} = -\frac{1}{k^2} \quad , \tag{5}$$

denn $\frac{1}{LC} = \omega^2$. Also ist nach (4)

$$J_k = |\mathfrak{J}_k| = |1 - k^2||\mathfrak{J}_{kL}| \quad . \tag{6}$$

Aus (2) und (6) wird

$$J_{kL} = \frac{1}{k|1-k^2|} J_1 \quad , \tag{7}$$

und aus (3)

$$J_{kL} = \frac{d}{k|1-k^2|} J_r \quad . \tag{8}$$

Für $J_r = 1$ nimmt J_{kL} die in der Tabelle zusammengestellten Werte an, welche die zu erwartenden Größenordnungen demonstrieren.

Tafel 1.

k	J_{kL}/J_r
21	1/462 000
51	1/6 630 000
101	1/51 510 000
201	1/406 020 000

Bei Grundwellen im Bereich von 2 000 m konnten mit dem Meßempfänger Oberschwingungen des nachfolgend beschriebenen Meßsenders bis zur Ordnungszahl 200 (λ ca. 10 m) einwandfrei nachgewiesen werden.

Für die Leistungsdimensionierung des Meßsenders ist ferner zu beachten, daß eine zur Anregung der Leuchtquarzresonatoren ausreichende Spannung aufgebracht wird und daß die Rückwirkung auf den Meßsender infolge des Leistungsentzuges durch den schwingenden Quarz vernachlässigbar klein bleibt.

Die Hochfrequenzleistung des nach diesen Gesichtspunkten gebauten Senders, dessen Schaltbild Abb. 6 zeigt, beträgt etwa 4,5 Watt bei einer Gleichstromleistungsaufnahme von 7,2 Watt. Es wurde eine Gegentaktschaltung mit Gitterschwingungskreis gewählt, die Schwingungen sehr konstanter Amplitude und Frequenz liefert. Dem durch ein geerdetes Metallgehäuse abgeschirmten Schwingkreiskondensator C (in dem benutzten Frequenzbereich auf einen Wert von etwa 4 000

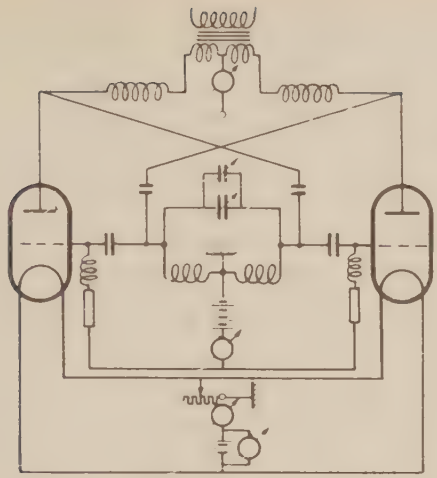

Abb. 6. Schaltschema des Meßsenders.

$\mu\mu$F eingestellt,) ist ein fein veränderlicher Präzisionskondensator von 10 $\mu\mu$F Maximalkapazität parallel geschaltet, mit dem die Grundfrequenzeinstellungen mit einer Genauigkeit von 1/1 000 000 vorgenommen werden können. Die Schwingkreisinduktivität besteht aus zwei genau gleichen Präzisionsspulen (je 18 Windungen HF-Litze auf Glaszylindern von 23 cm ∅). Die Gitterdrosselspulen Dr verhindern das Abfließen der Oberschwingungen über die Gitterwiderstände bezw. deren Kapazitäten. Die Dimensionen der übrigen Schaltelemente sind aus der Abb. ersichtlich. Es werden zwei Röhren der Type RE 604 benutzt; für größere Leistungen kann die Type RS 241 verwendet werden.

Die Spannungsquellen sind für alle Geräte der Meßanordnung Akkumulatorenbatterien mit großer Kapazität; bei der Verwendung eines Glimmlichtspannungsteilers kann auch ein infolge veränderlicher Belastung durch andere Verbraucher weniger stabiles Gleichspannungsnetz als Anodenspannungsquelle des Meßsenders dienen. Der beiden Röhren des Meßsenders gemeinsame Heizwiderstand liegt, um gleichbleibende Werte zu gewährleisten, in Petroleum.

In Abb. 7 ist der Verlauf der Frequenzabhängigkeit des Meßsenders vom Heizstrom dargestellt. Die als Ordinaten aufgetragenen, auf eine Grundfrequenz von 150 000 Hz bezogenen relativen Frequenzänderungen wurden aus Leuchtquarzbeobachtungen ermittelt. Ebenfalls durch Vergleich mit der Frequenz des Leuchtquarzresonators ergab sich, daß Änderungen der 240 Volt betragenden Anodenspannung um — 15 % und + 10 % relative Frequenzänderungen von höchstens 0,1 ‰ zur Folge haben. Den Frequenzverlauf während einer Stunde zeigt Abb. 8. Die relative Frequenzänderung beträgt

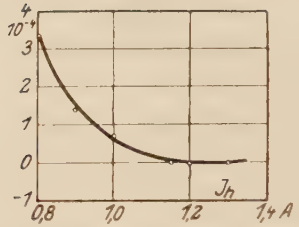

Abb. 7. Frequenzabhängigkeit des Meßsenders vom Heizstrom.

annähernd 1,2 10^{-5}. Während einer $5^1/_2$-stündigen Beobachtung wurde eine relative Frequenzänderung von $6 \cdot 10^{-5}$ festgestellt. Aus diesen Zahlen ist ersichtlich, daß für den etwa 2—3 Minuten dauernden Meßvorgang stets eine völlig ausreichende Konstanz des Meßsenders gewährleistet ist. Die zu erwartende relative Änderung liegt in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-7}$.

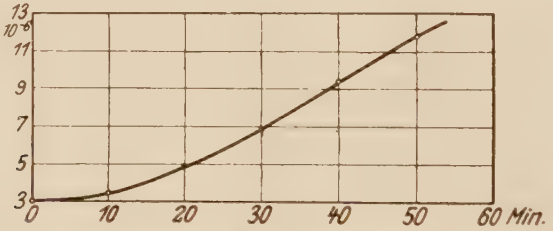

Abb. 8. Frequenzänderung des Meßsenders in Abhängigkeit von der Zeit.

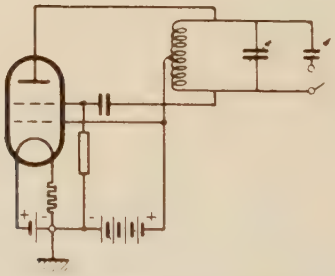

Abb. 9. Schaltschema des Hilfsüberlagerers.

Da der Meßsender infolge seiner Schaltung (Gitterkondensator und Ableitwiderstand) auch als Gleichrichter arbeitet, kann die Schwebungsfrequenz zwischen der von ihm erzeugten und der von dem Hilfsüberlagerer U gelieferten Hochfrequenz über einen Transformator T im Anodenkreis abgenommen und nach Verstärkung hörbar gemacht werden. Man erspart auf diese Weise einen besonderen Gleichrichter, z. B. einen aperiodisch angekopppelten Detektorkreis.

Der in demselben Frequenzbereich wie der Meßsender MS arbeitende Überlagerer U (Abb. 9) ist ein Doppelgitterröhrenoszillator ganz geringer Leistung (max. 10 mW). An ihn sind im übrigen dieselben Anforderungen in Bezug auf Frequenzkonstanz zu stellen, allerdings mit der Einschränkung, daß eine hohe Frequenzkonstanz jeweils nur während der Dauer einer Messung verlangt werden muß.

Gemäß dem Prinzip des Meßverfahrens muß der Überlagerer seine Frequenz in regelmäßigen kurzen Zeiträumen sprungweise um 1000 bis 2000 Hz ändern. Dazu dient eine von einem Uhrwerk angetriebene rotierende Schaltwalze, durch die ein fein veränderlicher Kondensator von etwa 8 $\mu\mu$F, der dem Schwingkreiskondensator parallel liegt, an- und abgeschaltet wird. Die Rückkopplung des Überlagerers ist möglichst fest zu wählen, damit die beiden erzeugten Frequenzen und somit auch die abgehörten Überlagerungstöne sich in ihren Intensitäten möglichst wenig unterscheiden. Die Einschwingzeit des Überlagerers muß, um präzises Ein- und Aussetzen des Überlagerungstones bei jeder Umschaltung zu gewährleisten, genügend klein sein, daher muß die Dämpfung des Schwingkreises verhältnismäßig groß gehalten werden.

Die Kopplung zwischen Meßsender und Hilfsüberlagerer ist extrem lose; vor allem muß eine Kopplung des Sekundärkreises HMK mit dem Überlagerer, die eine Rückwirkung auf die Überlagererfrequenz und damit Meßfehler zur Folge hätte, unbedingt vermieden werden. Im Laboratoriumsaufbau befand sich die Überlagererspule in 1,5 m Entfernung von den Meßsenderspulen, deren Achse zu derjenigen der Überlagererspulen senkrecht orientiert war. Durch Vergleich eines Überlagerungstones zwischen MS und U mit einem Stimmgabelton konnte während einer Stunde eine Maximalabweichung von 4 Hz beobachtet werden.

c) Hauptmeßkreis und Normalien.

Der mit dem Meßsender gekoppelte Hauptmeßkreis HMK enthält eine den Senderspulen gleichartige Präzisionsspule von 54 Windungen; ihre Induktivität beträgt $6{,}8 \cdot 10^{-4}$ Hy, ihre Eigenkapazität 50 $\mu\mu$F. Ein dem Sender-Abstimmkondensator entsprechender Drehkondensator, sowie auswechselbare, über einen Anschlußteller parallel geschaltete Präzisionsdrehkondensatoren nach Giebe stellen die Kapazität des HMK dar. Die Dämpfung des Hauptmeßkreises beträgt d = 0,01 *). Beim Aufbau wurde der symmetrischen Ankopplung an den Meßsender große Beachtung geschenkt. Zur Ver-

*) Bei einer Eigenfrequenz von 151 kHz.

meidung kapazitiver Störeinflüsse ist der Hauptmeßkreis durch metallbespritzte Holzwände, deren Metallbelag geerdet ist, abgeschirmt.

Die Quarznormalien, longitudinal in der dritten Oberschwingung erregte Leuchtquarzresonatoren nach Giebe und Scheibe, befinden sich in einer Neon-Atmosphäre von einigen mm Hg Druck. Die Resonatoren werden sehr lose an den Schwingkreis des Meßsenders angekoppelt; im Resonanzfalle entstehen an den Schwingungsbäuchen der Quarzstäbe starke Ladungen, die die zur Resonanzanzeige benutzten Leuchterscheinungen in der Röhre zur Folge haben. Die Leuchterscheinung tritt in einem Bereich von etwa 1/10 000 der durch die elastische Eigenschwingung des Quarzes gegebenen Normalfrequenz auf. Als Normalfrequenz gilt das arithmetische Mittel zwischen den Ein- und Aussetzpunkten der Leuchterscheinung bei stetiger Änderung der erregenden Frequenz in gleichbleibender Richtung. Bei genügend loser Ankopplung sind Hysterese-Erscheinungen des Gasleuchtens zu vernachlässigen. Es gelingt auch, diese Resonatoren in anderen als ihrer 3. Harmonischen zu erregen; ohne besondere Eichung sind jedoch diese Frequenzwerte nicht als Normalfrequenzen

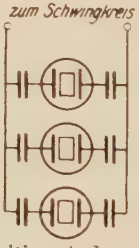

Abb. 10. Kapazitive Ankopplung mehrerer Leuchtquarzresonatoren.

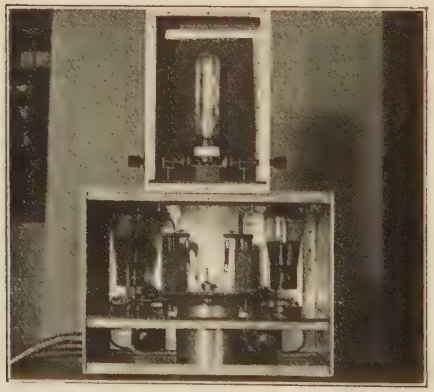

Abb. 11. Leuchtresonator in Abschirmkasten. (Vorderwand abgenommen).

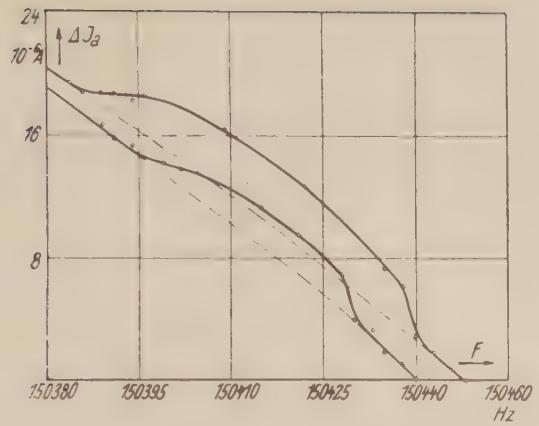

Abb. 12. Rückwirkung der Leuchtquarzresonatoren auf den Meßsender.

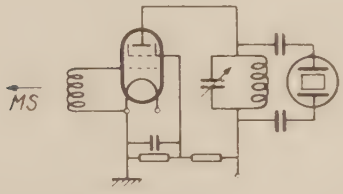

Abb. 13. Ankopplung eines Leuchtresonators über eine Schirmgitterröhre.

zu benutzen, da die Oberschwingungen solcher Quarzstäbe im allgemeinen nicht in rationalen Verhältnissen zueinander stehen. Der Temperaturkoeffizient ist nach den Angaben der PTR $-3 \cdot 10^{-6}$/Grad. (Zum Vergleich sei erwähnt, daß der Temperaturkoeffizient von Quarzoszillatoren durchschnittlich 10 mal größer ist.) Wegen dieser geringen Temperaturabhängigkeit kann bei den im vorliegenden Falle geforderten Genauigkeiten auf die Verwendung eines Thermostaten verzichtet werden. Bei den Meßergebnissen wurde lediglich die Temperatur des Beobachtungsraumes gemäß dem angegebenen Temperaturkoeffizienten berücksichtigt.

Die Ankopplung der Resonatoren an den Schwingkreis des Senders kann induktiv oder kapazitiv erfolgen. Zur induktiven Ankopplung wird eine Spule von etwa 1000 Windungen benutzt, deren Eigenfrequenz ungefähr im Bereich der betreffenden Normalfrequenzen liegt. Wegen der außerordentlich geringen Dämpfung der Quarzresonatoren können mehrere von ihnen parallel geschaltet und über dieselbe Spule angekoppelt werden. Für den Fall, daß die „Leuchtbreite", d. h. der um die Resonanzstelle herumliegende Frequenz-

bereich, in dem das Gasleuchten auftritt, nicht bei allen Resonatoren ungefähr die gleiche ist, kann eine Angleichung durch Verändern des Gasdruckes vorgenommen werden. Bei kapazitiver Ankopplung gemäß Abb. 10 kann die Anordnung so getroffen werden, daß für jeden Resonator durch Verändern der zugehörigen Koppelkapazität der optimale Kopplungsgrad gewählt wird. Die benutzten Kopplungskapazitäten liegen in der Größenordnung von 1 $\mu\mu$F und darunter (Abb. 11).

In Abb. 12 ist zur Veranschaulichung des Leistungsentzuges beim Einsetzen der Leuchterscheinung für zwei verschiedene Kopplungsgrade zwischen Quarz und MS die Änderung des Anodengleichstromes in Abhängigkeit von der Abstimmung des Meßsenders aufgetragen. Bei einer Anodenspannung von 220 Volt ändert sich die Gleichstromleistungsaufnahme des Meßsenders nach diesen Kurven um 8 bezw. $4{,}8 \cdot 10^{-4}$ W. Unter Zugrundelegung eines Wirkungsgrades von 80% für den Meßsender kann man die von dem Resonator nebst Kopplungsspule entnommene HF-Leistung auf 6,4 bezw. $3{,}8 \cdot 10^{-4}$ W schätzen.

Die Rückwirkung des schwingenden Quarzes auf den MS wird unmeßbar klein, wenn man die Ankopplung über eine Schirmgitterröhre gemäß Abb. 13 vornimmt. In diesem Falle kann ein Meßsender geringerer Leistung Verwendung finden; bei den kürzeren Wellen (unter 50 m) ist jedoch die Intensität der Oberschwingungen eines solchen Senders nicht mehr ausreichend.

d) Eichung.

Die Eichung des Meßsenders besteht in einer Übertragung der durch die Leuchtresonatoren definierten Normalfrequenzwerte auf den Hauptmeßkreis. Diese Übertragung geschieht auf Grund des in § 3b dargestellten Sekundärkreisverfahrens folgendermaßen: Bei geöffnetem Sekundärkreis wird der Meßsender auf die Normalfrequenz (Mitte des Leuchtbereiches) eingestellt. Wird nun der zunächst gegen diese Normalfrequenz verstimmte Hauptmeßkreis hinzugeschaltet, so erfolgt eine Verstimmung des Senders, die durch das Verschwinden des Gasleuchtens angezeigt wird. Bei Abstimmung des Hauptmeßkreises auf die Normalfrequenz wird die Verstimmung des Senders Null, d. h. beim Durchgang durch die Resonanzlage tritt die Leuchterscheinung wieder auf. Bei geeigneter Wahl der Kopplung zwischen HMK und MS wird die am HMK abgelesene Leuchtbreite auf einen Bruchteil der am Meßsender ohne Sekundärkreis zu beobachtenden verkleinert; Abstimmschärfe und Eichung werden also durch das Sekundärkreisverfahren außerordentlich verbessert.

Für die ausgeführten Messungen standen zwei Leuchtquarzresonatoren zur Verfügung, deren Frequenzen von der PTP mit einer Genauigkeit von 0,01‰ bestimmt worden sind:

Resonator I: 150 412,3 Hz bei 19°,
Resonator II: 153 777,0 Hz bei 18°.

Bei der Übertragung des dem kapazitiv angekoppelten Resonator I entsprechenden Normalfrequenzwertes auf den Hauptmeßkreis ergaben sich die im Folgenden angegebenen Zahlen.

α) Einstellung des Meßsenders auf die Normalfrequenz, HMK abgeschaltet (geöffnet).

Ablesungen an einem Präzisionsdrehkondensator (Meßbereich 0 bis 20 $\mu\mu$F), der dem Schwingkreiskondensator des Meßsenders (4000 $\mu\mu$F) parallel geschaltet ist; es wurden folgende Endpunkte des Leuchtbereiches ermittelt:

Tafel 2.

C_1°	C_2°	Leuchtbreite $C_2 - C_1$
92,0	84,9	7,1
91,9	84,9	7,0
92,0	85,0	7,0
92,2	85,1	7,1
92,2	85,1	7,1
92,0	84,8	7,2
92,2	85,1	7,1
91,9	84,8	7,1
92,1	85,0	7,1
92,2	85,0	7,2
Mittelwert: 92,07 ± 0,04	84,97 ± 0,04	7,1 ± 0,03

Aus diesen 10 Ablesungen ergibt sich eine mittlere Leuchtbreite von 19 Hz (das sind 0,12‰ des Absolutwertes), mit einem mittleren Fehler von 0,2 Hz. Als Normalpunkt, den Mittelpunkt des Leuchtbereiches erhält man 88,52 ± 0,04; der prozentische Fehler dieses Mittelwertes beträgt $7 \cdot 10^{-5}$%, das entspricht etwa 0,1 Hz. Der mittlere Fehler der einzelnen Ablesung beträgt 0,33 Hz.

β) Einstellung des Hauptmeßkreises auf die Normalfrequenz, HMK geschlossen, mit MS gekoppelt (Kopplungsfaktor $k = 9 \cdot 10^{-3}$). Ablesungen an Präzisions-Drehkondensator (Meßbereich 0 bis 20 $\mu\mu$F).

Bei 10 Messungen lag die Leuchtbreite innerhalb der Ablesegenauigkeit; als Leuchtbereich ergab sich

$156{,}1 \pm 0{,}05^0$,

d. h. eine Leuchtbreite von höchstens $0{,}1^0$, entsprechend einer Kapazitätsänderung von 0,013 $\mu\mu$F und einer Änderung der Abstimmung des HMK um etwa 5/1 000 000, das sind *0,8 Hz*. Der Normalpunkt ist infolgedessen mit einer Genauigkeit von mindestens 10^{-6} auf den HMK übertragen, wobei zu bemerken ist, daß, falls ein in noch feineren Grenzen stetig veränderlicher Drehkondensator zur Verfügung gestanden hätte, eine Verkleinerung des Fehlers der einzelnen Einstellung auf weniger als $1 \cdot 10^{-6}$ als erreichbar anzusehen ist.

Die Abhängigkeit der am Hauptmeßkreis beobachteten Leuchtbreiten von der Kopplung des HMK mit MS ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich.

Tafel 3 *).

k 10^{-3}	$C_1{}^0$	$C_2{}^0$	Leuchtbreite $C_2 - C_1$
	164,2	164,7	0,5
< 2	163,2	163,4	0,2
	160,0	160,1	0,1
4,4	157,8	157,8	< 0,05
9,9	156,0	156,0	0
24	154,0	154,1	0,1
38	152,7	152,9	0,2
70	150,0	152,1	2,1

Loser Kopplung entsprechen verhältnismäßig große Leuchtbreiten; bei einem gewissen, größeren Kopplungsgrad (kritische Kopplung) wird der Leuchtbereich so eng, daß infolge der Begrenzung der stetigen Veränderbarkeit der Abstimmittel aus mechanischen Gründen eine Beobachtung nicht mehr möglich ist; bei noch festerer Kopplung tritt wieder eine Verbreiterung des Leuchtbereiches, schließlich aber ein Umspringen und Aussetzen der Schwingungen des Meßsenders ein. Die Eichungen und dementsprechend auch die Frequenzmessungen erfolgen stets bei einer dicht unterhalb der kritischen liegenden Kopplung (vgl. § 7).

In Tafel 4 sind für beide Resonatoren die an 12 verschiedenen Tagen (innerhalb eines Zeitraumes von 20 Tagen) unter Berücksichtigung der Temperatur erhaltenen Eichwerte des HMK zusammengestellt. Zu der im Abschnitt c dieses Paragraphen beschriebenen Kapazität des HMK war ein Präzisions-Drehkondensator mit dem Meßbereich 10 bis 120 $\mu\mu$F parallel geschaltet.

*) Die Verschiebung des Mittelpunktes des Leuchtbereiches ist auf Änderungen der Kapazität des HMK durch die Änderung der räumlichen Spulenanordnung bei Einstellung verschiedener Kopplungsgrade zurückzuführen.

Tafel 4.

Datum	Temperatur Grad Celsius	Kondensatorstellung für Resonator II
4. 7.	27	160,0
6. 7.	26	160,2
7. 7.	27,5	160,0
8. 7.	27,5	160,0
9. 7.	25	160,8
10. 7.	24,5	160,05
11. 7.	24	160,1
12. 7.	24	160,0
15. 7.	24	160,0
16. 7.	23,5	159,9
19. 7.	23	163,0
23. 7.	23	159,8

Nach der Beobachtung des Resonanzpunktes wurde die Hauptkapazität des HMK jeweils so korrigiert, daß der Normalfrequenz II die Kondensatorstellung 160,0° entsprach. Bei der alsdann vorgenommenen Abstimmung des HMK auf die Normalfrequenz I ergab sich für alle Beobachtungen die Kondensatorstellung 22,4°.

In der Umgebung der Normalpunkte wurde die Eichkurve des HMK unter Zugrundelgung der Kapazitätseichungen der PTR berechnet. (Tafel 5). Die Kapazität der Präzisions-Drehkondensatoren ändert sich in großer Annäherung proportional dem Drehwinkel. [$C = a - b\varphi - \Delta C$] Die Fehlerkurve eines solchen Kondensators, $\Delta C = f(\varphi)$, ist in Abb. 14 dargestellt und bei der Berechnung der Frequenztafel berücksichtigt worden.

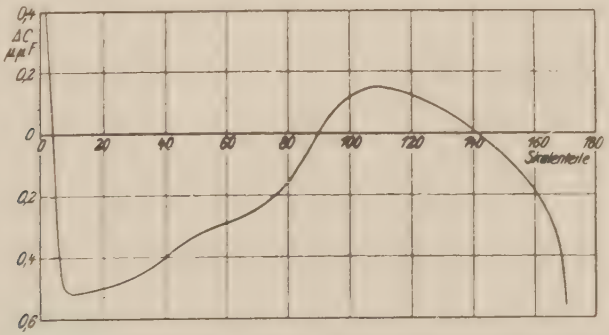

Abb. 14. Fehlerkurve eines Präzisionsdrehkondensators.

Ist F_n ein Normalfrequenzwert, C_n die bei Abstimmung auf F_n im Hauptmeßkreis vorhandene Gesamtkapazität, so ist eine von F_n verschiedene Eigenfrequenz F_x des HMK, die man erhält, wenn man die Gesamtkapazität um $\pm c$ ändert, gegeben durch die Formel

$$F_x = F_0 \left(1 \pm \frac{c}{C_0}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

(denn es ist $F_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,C_0}}$, $F_x = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,(C_0 \mp c)}}$).

Eine Reihenentwicklung dieses Ausdruckes liefert

$$F_x = F_0 \left\{1 \pm \frac{1}{2}\frac{c}{C_0} \mp \frac{3}{8}\left(\frac{c}{C_0}\right)^2 \pm \frac{5}{16}\left(\frac{c}{C_0}\right)^3 - + \dots\right\} .$$

Jede Teilsumme dieser Reihe ist um weniger als den absoluten Betrag ihres letzten Gliedes von der Summe der unendlichen Reihe verschieden. Hieraus kann gefolgert werden, daß bei Benutzung der ersten

Tafel 5.

Frequenz des Hauptmeßkreises in der Umgebung der durch die Resonatoren I und II definierten Normalpunkte.

C Skt.	F Hz	Δ Hz	C Skt.	F Hz	Δ Hz
	Resonator I:				
22,4	153 777,0		25	153 711,3	
10	154 088,9	4,8	26	685,5	25,8
11	064,1	4,9	27	660,6	24,9
12	039,2	25,4	28	635,2	25,4
13	013,8	24,7	29	609,8	25,4
14	153 989,1	25,9	30	584,3	25,5
15	963,2	24,9	31	559,3	25,0
16	938,3	25,2	32	533,9	25,4
17	913,1	24,9	33	508,7	25,2
18	888,2	25,5	34	483,4	25,3
19	862,7	25,3	35	458,1	25,3
20	837,4	25,3	36	433,3	24,8
21	812,1	25,0	37	407,6	25,7
22	787,1	25,0	38	382,3	25,3
23	762,1	25,9	39	357,0	25,3
24	736,2	24,9	40	332,0	25,0

Tafel 5 (Fortsetzung).

C Skt.	F Hz	Δ Hz	C Skt.	F Hz	Δ Hz
	Resonator II:				
160,0	150 412,8		155	150 527,6	
140	150 873,1	22,7	156	504,7	22,9
141	850,4	23,7	157	481,5	23,2
142	826,7	22,7	158	458,5	23,0
143	804,0	23,1	159	435,2	23,3
144	780,9	22,8	160	412,8	22,4
145	758,1	23,1	161	389,9	22,9
146	735,0	23,6	162	366,6	23,3
147	711,4	22,4	163	343,6	23,0
148	689,0	23,2	164	320,9	22,7
149	665,8	22,9	165	298,5	22,4
150	642,9	23,1	166	275,6	22,9
151	619,8	22,7	167	253,4	22,2
152	597,1	23,5	168	230,8	22,6
153	573,6	22,7	169	209,9	20,9
154	550,9	23,3	170	192,4	17,5

drei Glieder der Reihe der durch die Rechnung entstehende Fehler in der Umgebung der beiden angegebenen Normalpunkte innerhalb eines Kapazitätsbereiches von etwa ± 16 $\mu\mu$F unter $5 \cdot 10^{-6}$ bleibt. Eine schärfere Abschätzung ist z. B. mittels der Lagrangeschen Form des Restgliedes der obigen Reihe anzugeben. Dieses ist allgemein

$$R = \binom{n}{k} \left(\frac{c}{C_0}\right)^k \left(1 + \vartheta \frac{c}{C_0}\right)^{n-k}; \quad k = 2, 3, \ldots; \quad n = -\frac{1}{2}; \quad 0 < \vartheta < 1.$$

Wird verlangt, daß der beim Abbrechen der Reihe nach dem k. Gliede auftretende Fehler höchstens 10^{-6} betragen soll, so erhält man folgende Bedingung:

$$\binom{-1/2}{k} \left(\frac{c}{C_0}\right)^k \left(1 + \vartheta \frac{c}{C_0}\right)^{-1/2-k} < \binom{-1/2}{k} \left(\frac{c}{C_0}\right)^k = 10^{-6}.$$

Tafel 6 gibt für k = 2, 3, 4 die zugehörigen Werte von $c\,C_0$ sowie unter Zugrundelegung der Kapazitätswerte im HMK $C_{01} = 1675{,}3$

$\mu\mu$F (Normalpunkt I) und $C_{02} = 1602{,}8$ $\mu\mu$F (Normalpunkt II) die Grenzbeträge für c, bis zu denen die jeweilige Approximation mit einem Fehler von weniger als 10^{-6} gültig ist.

Tafel 6.

k	c/C_0	Umgebung d. Res. I c $\mu\mu$F	Umgebung d. Res. II c $\mu\mu$F
2	$1{,}6\ 10^{-3}$	2,7	2,6
3	$1{,}5\ 10^{-2}$	25	24
4	$0{,}4\ 10^{-1}$	67	64

Die Genauigkeit des errechneten F_x ist ferner von der Genauigkeit abhängig, mit der C_0 bekannt ist. Setzt man

$$\frac{F_x}{F_0} = \left(1 + \frac{c}{C_0}\right)^{-1/2} = q\ , \quad \text{wobei } -C_0 < c < +C_0\ ,$$

so wird

$$\log q = -\frac{1}{2}\log\left(1 + \frac{c}{C_0}\right) = -\frac{1}{2}\left[\frac{c}{C_0} - \frac{1}{2}\left(\frac{c}{C_0}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{c}{C_0}\right)^3 - + \cdots\right]\ ;$$

daraus

$$\frac{\delta q}{q} = \frac{1}{2}\left[\frac{c}{C_0} - \frac{c^2}{C_0^2} + \frac{c^3}{C_0^3} - + \cdots\right]\frac{\delta C_0}{C_0}\ .$$

Für genügend kleines c/C_0 wird

$$\frac{\delta q}{q} \approx \frac{1}{2}\frac{c}{C_0} \cdot \frac{\delta C_0}{C_0}\ .$$

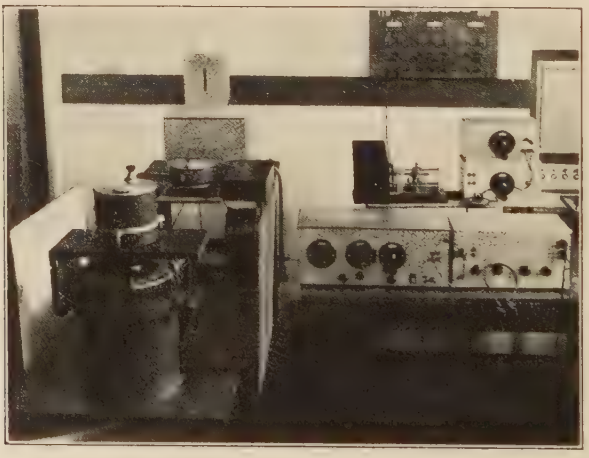

Abb. 15. Gesamtanordnung.

Zusammenfassend kann aus den vorstehenden Betrachtungen gefolgert werden, daß bei den gegebenen Genauigkeitsansprüchen — die ihrerseits durch die Absolutgenauigkeit der Quarznormalien bedingt sind — der in Frage kommende Meßbereich durch die beiden benutzten Frequenznormalien hinreichend gesichert ist. Die Hinzunahme eines dritten Normalpunktes zwischen den beiden hier zugrunde gelegten ist nicht erforderlich; allenfalls könnte dadurch die Auswertung der Meßergebnisse etwas erleichtert werden.

§ 5. *Gang einer Messung. — Meßergebnisse.*

Ein hinreichend stabiler Temperatur- und Schwingungszustand sämtlicher Einzelapparaturen der Meßanordnung ist 30 bis 40 Minuten nach dem Einschalten erreicht. Nach dieser Anlaufzeit erfolgt mittels der Leuchtquarzresonatoren eine Kontrolle der Normalpunkte des Hauptmeßkreises, die nach Abschluß der Meßreihen wiederholt wird.

U n m o d u l i e r t e Sender werden in der üblichen Weise mit schwingendem Audion empfangen, wobei die Abstimmung entweder auf einen hörbaren Überlagerungston (etwa 800 Hz) oder auf die Schwebung Null zwischen der zu messenden und der Frequenz des schwingenden Audions erfolgt. Im letztgenannten Falle wird auf die Mitte des die Resonanzstelle umgebenden Bereiches, in dem der Schwebungston unhörbar wird, eingestellt. Beim Empfang m o d u l i e r t e r Sender stimmt man entweder den stark entdämpften Empfangskreis (Audion dicht vor dem Schwingungseinsatz) durch Beobachtung des Empfangsmaximums auf die Trägerwelle ab, oder man verfährt — bei Empfang mit schwingendem Audion — in der oben beschriebenen Weise. Bei sehr geringen Empfangsintensitäten kommt nur der Empfang mit Selbstüberlagerung (Schwingaudion) in Betracht. Bei M i t n a h m e e m p f a n g, der für sehr genaue Frequenzmessungen am günstigsten ist, weil die Frequenz des schwingenden Audions automatisch mit der einfallenden Frequenz in Übereinstimmung gebracht wird, wird auf die Mitte des Mitnahmebereiches abgestimmt.

Die Kopplung des Empfängers über den Kondensator A mit der Antenne und über den Siebkreis K mit dem Meßsender (Abb. 1) wird jeweils so gewählt, daß die Empfangsintensitäten des fernen Senders und der nunmehr hinzugebrachten n-ten Oberschwingung des Meßsenders ungefähr gleich sind. Dabei ist der Hauptmeßkreis geöffnet. Ist, wie oben beschrieben, zwischen der Frequenz des schwingenden Audions und derjenigen des fernen Senders auf einen hörbaren Differenzton (z. B. 800 Hz) eingestellt worden, so wird der Überlagerungston zwischen Audionfrequenz und der n-ten Harmonischen die

sem gleich gemacht; im anderen Falle wird auf die Mitte des Unhörbarkeitsbereiches eingestellt.

Durch einen Umschalter S wird nunmehr der Niederfrequenzverstärker NFV an den im Anodenkreis des Meßsenders liegenden Transformator T oder an einen aperiodischen Detektorkreis, der mit MS und U gekoppelt ist, angeschlossen. Der Hilfsüberlagerer U wird so abgestimmt, daß der an- und abgeschalteten Zusatzkapazität K_z zwei von der Grundfrequenz des Meßsenders nach unten bezw. oben um den gleichen hörbaren Betrag abweichende Frequenzen entsprechen, die in Zeitabschnitten von $^1/_3$ sec. miteinander abwechseln. (Schaltwalze SW). Danach wird der HMK geschlossen, was zunächst eine Störung der Tongleichheit zur Folge hat. Wird nun die Abstimmung des HMK solange geändert, bis die Gleichheit der beiderseitigen Überlagerungstöne wieder erreicht ist, so ist die diesem Punkt entsprechende, aus der Eichtafel zu entnehmende Frequenz gleich der bei geöffnetem HMK am Meßsender eingestellten, also gleich dem n-ten Teil der zu bestimmenden Empfangsfrequenz f. Ist n nicht bekannt, so wird gemäß § 3 derselbe Vorgang für eine Grundfrequenz $F_k = \frac{f}{n \pm k}$ wiederholt.

Bei der so vorgenommenen Messung der Frequenz des Senders d f a ergaben sich z. B. folgende Zahlenwerte:

$$F_0 = 150\ 309{,}7\ \text{Hz} \qquad F_k = F_3 = 153\ 914{,}4\ \text{Hz}$$

$$n = 128$$

$$f = n F_0 = 19\ 239{,}6\ \text{kHz}, \qquad f = (n - k) F_k = 19\ 239{,}3\ \text{kHz}.$$

Nach Mittelwertbildung und unter Berücksichtigung der Temperaturkorrektion wird

$$f = 19\ 239{,}1\ \text{kHz}.$$

In Tafel 7 sind die Meßergebnisse einer neuntägigen Beobachtungsreihe des unmodulierten Telegraphiesenders lse (Buenos Aires) zusammengestellt.

Tafel 8 zeigt Meßergebnisse für verschiedene deutsche und ausländische Sender. Die in verschiedenen Fällen gemessenen, $1\,^0/_{00}$ überschreitenden Abweichungen von der Sollfrequenz dürften fast ausschließlich — soweit die betreffenden Sender quarzgesteuert sind — durch das Auftreten von Nebenschwingungen der Steuerquarze erklärbar sein. Abweichungen von weniger als $1\,^0/_{00}$ können durch Temperatureinflüsse und Schwankungen der Betriebsspannungen verursacht werden. Innehaltung der Sollfrequenz bis auf $0{,}1\,^0/_{00}$ und darunter konnte nur bei den Sendern d f a und w q b festgestellt werden.

Tafel 7.

Sender Ise (Buenos Aires); Sollfrequenz 20 520,0 kHz.

Datum	Beobachtungszeit MEZ und Temperatur	Gemessene Frequenz in kHz	Abweichung von der Sollfrequenz kHz
6. 7.	1945 — 2030	20 448,5	— 71,5
		20 449,0	— 71,0
	27,5	20 448,6	— 71,4
7. 7.	1940 — 1955	20 452,7	— 67,3
	27,5	20 453,0	— 67,0
8. 7.	2000 — 2100	20 453,8	— 66,2
		20 453,9	— 66,1
		20 453,9	— 66,1
		20,453,9	— 66,1
	26	20 454,2	— 65,8
9. 7.	1825 — 1930	20 447,6	— 72,4
		20 447,7	— 72,3
		20 447,7	— 72,3
	24	20 447,6	— 72,4
10. 7.	1805 — 1910	20 447,5	— 72,5
		20 447,6	— 72,4
		20 447,5	— 72,5
	24	20 448,4	— 71,6
11. 7.	1840 — 1905	20 448,6	— 71,4
	24	20 448,6	— 71,3
14. 7.	1845 — 1905	20 447,9	— 72,1
		20 447,9	— 72,1
	24	20 447,9	— 72,1
15. 7.	1825 — 1835	20 448,6	— 71,4
		20 448,5	— 71,5
	23,5	20 448,7	— 71,3
16 7.	1850 — 1900	20 448,0	— 72,0
	23,5		

Die Abweichung beträgt im Mittel — 3‰ der Sollfrequenz.

Tafel 8.

Sender Sollfrequenz in kHz	Datum, / Beobachtungszeit MEZ	Frequenz kHz	Abweichung vom Sollwert kHz	 ‰
	a) Telegraphiesender.			
dfa (Nauen) 19 240	8. 7./1900	19 237,8	— 2,2	— 0,1
	1910	19 237,2	— 2,8	— 0,1
	9. 7./1910	19 239,1	— 0,9	— 0,05
	10. 7./1840	19 252,7	+ 12,7	+ 0,7
	1850	19 252,7	+ 12,7	+ 0,7
	11. 7./1815	19 235,5	— 4,5	— 0,2
	1830	19 235,6	— 4,4	— 0,2
	15. 7./1745	19 252,6	+ 12,6	+ 0,7
dfb (Nauen) 17 520	11. 7./1735	17 365,1	— 154,9	— 8,9
	1745	17 365,3	— 154,7	— 8,9
	14. 7./2000	17 366,8	— 153,2	— 8,7
	2010	17 366,8	— 153,2	— 8,7
	15. 7./1735	17 365,0	— 155,0	— 8,8
dgg (Nauen) 13 180	11. 7./1645	13 023,4	— 156,6	— 12
	1655	13 023,3	— 156,7	— 12
	1705	13 023,3	— 156,7	— 12
	14. 7./1950	13 023,5	— 156,5	— 12
	2000	13 023,6	— 156,4	— 12
	15. 7./1815	13 024,3	— 155,7	— 12
	16. 7./1720	13 023,7	— 156,3	— 12
wqb (Rocky Point, USA) 17 940	11. 7./1800	17 940,4	+ 0,4	+ 0,02
	1815	17 940,6	+ 0,6	+ 0,03
	14. 7./2020	17 940,4	+ 0,4	+ 0,02
	2030	17 940,5	+ 0,05	+ 0,03
	15. 7./1810	17 940,6	+ 0,6	+ 0,03

Tafel 8 (Fortsetzung).

Sender Sollfrequenz in kHz	Datum, / Beobachtungszeit MEZ	Frequenz kHz	Abweichung vom Sollwert kHz	 ‰
w q a ⟨Rocky Point, USA⟩ 21 220	16. 7. / 1830	21 236,0	+ 16	+ 0,8
p p x ⟨Sepetiba, Brasilien⟩ 20 720	8. 7. / 2000	20 727,7	+ 7,7	+ 0,4
	10. 7. / 2015	20 727,7	+ 7,7	+ 0,4
r r f ⟨Moskau⟩ 12 620	11. 7. / 1615	12 640,4	+ 20,4	+ 1,6
	14. 7. / 1935	12 641,0	+ 21,1	+ 1,7
b) Telephoniesender.				
Saigon ⟨Indochina⟩ 11 990	14. 7. / 1930	11 983,1	— 6,9	— 0,6
	16. 7. / 1700	11 983,0	— 7,0	— 0,6
Moskau 11 954	11. 7. / 1600	11 934,8	— 19,2	— 1,6
	14. 7. / 1920	11 921,3	— 32,7	— 2,5
	16. 7. / 1600	11 926,5	— 27,5	— 2,3
	1620	11 927,9	— 26,1	— 2,2
	1640	11 927,4	— 26,6	— 2,2
Rabat ⟨frz. Marokko⟩ 12 830	11. 7. / 1620	12 815,2	— 14,8	— 1,2
		12 814,8	— 15,2	— 1,2
	16. 7. / 1705	12 818,2	— 11,8	— 0,9
Pontoise ⟨Frankreich⟩ 15 244	16. 7. / 1750	15 221,6	— 22,4	— 1,5

Es wurden ferner Frequenzmessungen an einem im Laboratorium aufgebauten quarzgesteuerten Kurzwellensender (ohne Thermostat) vorgenommen. Die Verwendung des Meßempfängers ist dabei nicht erforderlich; der Meßsender wird in analoger Weise wie bei der Messung der Grundfrequenz mittels des Hilfsüberlagerers U als schwingender Empfänger und Gleichrichter für die zu messende kurze Welle benutzt. Der Niederfrequenzverstärker NFV bleibt während der ganzen Messung am Transformator T angeschlossen.

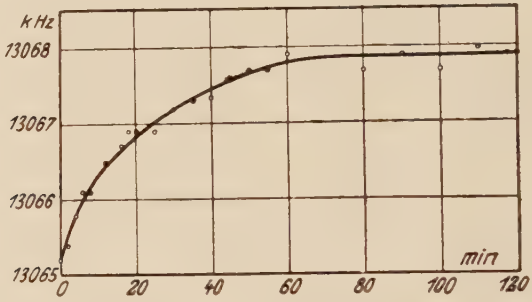

Abb. 16. Frequenz eines quarzgesteuerten Kurzwellensenders in Abhängigkeit von der Zeit (Anlaufvorgang).

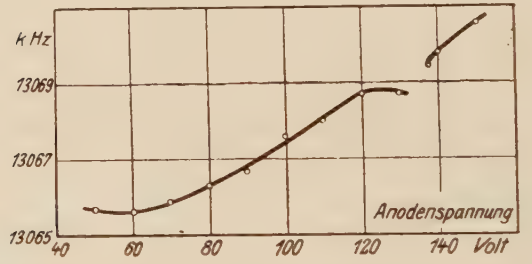

Abb. 17. Frequenz eines quarzgesteuerten Kurzwellensenders in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Auftreten einer Nebenwelle.

Die Kurve der Abb. 16 zeigt den Frequenzverlauf während eines Zeitraumes von 2 Stunden nach dem Einschalten des Senders; in Abb. 17 ist die Abhängigkeit der Frequenz von der Anodenspannung des Schwingrohres dargestellt. Zwischen 60 und 120 V beträgt die gesamte Frequenzänderung etwa $0{,}23\,^0/_{00}$. Bei stetiger Änderung der Anodenspannung zeigt sich zwischen 130 und 140 V eine Unstetigkeit der Frequenzkurve des Senders, die auf die Erregung einer Nebenwelle des Quarzes zurückzuführen ist.

§ 6. *Diskussion der Meßgenauigkeit.*

Der Meßvorgang umfaßt eine Reihe von Einstellungen und Beobachtungen, deren Einfluß auf das Meßergebnis im folgenden dargelegt werden soll.

Der bei der Abstimmung des schwingenden Kurzwellenempfängers zu erwartende relative Fehler ist bei der Einstellung auf einen beliebigen Schwebungston naturgemäß umso kleiner, je höher die Empfangsfrequenz liegt. Nimmt man an, daß der durch Mitnahmeerscheinungen und die Frequenzabhängigkeit der Verstärker bedingte Unhörbarkeitsbereich beiderseits der Resonanzstelle je 100 Hz beträgt, so ist bei Einstellung auf eine beliebige Stelle innerhalb dieses Bereiches der relative Fehler bei einer Empfangsfrequenz von 15 000 kHz ($\lambda = 20$ m) kleiner als $\pm\ 6{,}7 \cdot 10^{-6}$, während er unter denselben Abstimmbedingungen bei 6000 kHz ($\lambda = 30$ m) im ungünstigsten Falle schon $\pm\ 1{,}7 \cdot 10^{-5}$ betragen kann. Wird die Abstimmung so vorgenommen, daß nach dem Gehör auf die Mitte zwischen zwei beiderseits der Resonanz gelegenen, gleich hohen Überlagerungstönen eingestellt wird, so kann in dem als Beispiel betrachteten Frequenzbereich (6000 bis 15 000 kHz) ein Einstellfehler von 10^{-6} kaum überschritten werden. Dieselbe Fehlergröße ist bei der Abstimmung auf einen hörbaren Überlagerungston (z. B. 800 Hz; vgl. § 5) zu erwarten. Genau gleich Null ist der Abstimmfehler bei Mitnahmeempfang. Bei ultrakurzen Wellen ($\lambda < 10$ m) liegt dieser Fehler stets unter $\pm\ 3 \cdot 10^{-6}$ und kann somit im allgemeinen vernachlässigt werden.

Für die Überlagerung der Oberschwingungen des Meßsenders mit der Empfängerfrequenz gelten die gleichen Zahlen. Die kleinste reproduzierbare Kapazitätsänderung bei der Abstimmung des Meßsenders beträgt etwa 0,02 $\mu\mu$F, das entspricht einer Verstimmung um 2/1 000 000 der Frequenz. Noch kleinere Werte können im Hinblick auf die zeitliche Veränderlichkeit der Frequenz des verwendeten Meßsenders (vgl. § 4b) nicht mehr mit hinreichender Sicherheit erfaßt werden. Der Ablesefehler für die am Hauptmeßkreis eingestellte Frequenz beträgt etwa 1/1 000 000 und kann bei Verwendung eines feiner veränderlichen Präzisionskondensators auf weniger als 5/10 000 000 herabgedrückt werden.

Die Genauigkeit der Übertragung der jeweiligen Grundfrequenz des Meßsenders auf den Hauptmeßkreis mit dem Verfahren der alternierenden Überlagerung ist aus der nachfolgenden Meßreihe abzuschätzen. Zehn Einstellungen auf Tongleichheit ergaben folgende Werte (Skalent.) am Präzisionsdrehkondensator:

105,9	105,7
105,8	105,7
105,7	105,7
105,7	105,6
105,8	105,7.

Es ist hiernach mit einem relativen Frequenzfehler von $\pm\ 3 \cdot 10^{-6}$ für die einzelne Messung zu rechnen. Die Genauigkeit der Abstimmung nach diesem Verfahren läßt sich noch steigern, wenn man die beiderseitige Überlagerung nicht in der Grundfrequenz, sondern in einer Harmonischen des Meßsenders vornimmt. Praktisch kommt dafür die 2. oder 3. Harmonische in Betracht, da für höhere Frequenzwerte die für die sprungweise Frequenzänderung des Hilfsüberlagerers erforderlichen Zusatzkapazitäten zu klein werden. Ein weiterer Vorteil der Überlagerung im Bereich der Harmonischen besteht darin, daß Rückwirkungen des Hauptmeßkreises auf die Frequenz des Hilfsüberlagerers ausgeschlossen sind.

Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Abstimmfehlers von der Winkelgeschwindigkeit der Schaltwalze SW, d. h. von der Häufigkeit des Wellenwechsels am Hilfsüberlagerer U ergab ein Anwachsen des Fehlers auf das Dreifache bei Verminderung der Winkelgeschwindigkeit von $10 \cdot 2\pi$ auf $4{,}5 \cdot 2\pi$ min^{-1}. Die bei den Messungen benutzte Winkelgeschwindigkeit betrug $20 \cdot 2\pi$ min^{-1}, entsprechend einer Aufeinanderfolge der beiderseitigen Überlagerungsfrequenzen in Intervallen von etwa 0,3 sec. Die für die Beobachtung günstigste Höhe des Überlagerungstones liegt bei 1000 Hz, eine Zunahme des Fehlers bei der Tonvergleichung ist unterhalb 600 Hz zu beobachten.

Die Sicherheit, mit der die Ordnungszahl n der zur Messung benutzten Oberschwingungen bestimmt werden kann, hängt im wesentlichen von der Genauigkeit ab, mit der die Differenz $F_0 - F_k'$ (siehe Gleichung 4a des § 3) zu ermitteln ist. Unter der durch die Genauigkeit des Meßverfahrens für F_0 und F_k begründeten Annahme, daß diese Frequenzdifferenz bis auf $\pm$ 3 Hz genau zu bestimmen ist, läßt sich berechnen, bis zu welcher Ordnungszahl n die bei der Berechnung aus F_0 und F_k sich ergebende Abweichung von der Ganzzahligkeit unter $\pm$ 0,5 bleibt, so daß eindeutig entschieden werden kann, welches n in Betracht kommt. Als Grenze ergibt sich durch eine einfache Rechnung für $k = 1$ und eine Grundfrequenz $F_0 = 150$ kHz $n = 157$; für höhere Werte von k ist die Ordnungszahl mit $\sqrt{k}$ (näherungsweise) zu multiplizieren.

Bei einem Vergleich des Sekundärkreisverfahrens mit dem üblichen Abstimmverfahren, bei dem die Resonanz im Meßkreis mit Detektor und Galvanometer oder ähnlichen Anordnungen beobachtet wird, ergeben sich folgende Vorzüge des Sekundärkreisverfahrens:

1. Das Abstimmkriterium — Verstimmung Null des Gesamtsystems bei hinzugeschaltetem Sekundärkreis — gilt grundsätzlich unabhängig von der Dämpfung und Kopplung des Sekundär-(Meß-) Kreises [12]). (Siehe § 7).
2. Die Änderung der beobachteten Größe (Verstimmung) ist in der Umgebung des Resonanzpunktes am größten, während die Resonanzkurve in diesem Bereich eine praktisch zur Abszisse parallele Tangente besitzt. Diese Tatsache, die auch ohne Rechnung aus den entsprechenden Kurven zu ersehen ist, kennzeichnet das Sekundärkreisverfahren als eine Nullmethode.
3. Das Sekundärkreisverfahren erfordert keine Galvanometer- oder Röhrenanordnungen, die bei den hier verlangten Genauigkeitsgraden sehr empfindlich sein müßten und daher z. B. in der Nähe starker Sender besondere, die Meßapparatur verteuernde Schutzmaßnahmen bedingen würden.

Zusammenfassend kann unter Berücksichtigung der vorerwähnten Kennzeichen des Sekundärkreisverfahrens sowie der vorgegebenen Absolutgenauigkeit der Quarznormalien aus den Genauigkeitsbetrachtungen dieses Paragraphen und des § 4d gefolgert werden, daß bei den mit der beschriebenen Anordnung durchgeführten Frequenzmessungen im Kurzwellenbereich ein Fehler von $\pm$ 0,02‰ des Absolutwertes nicht überschritten wird. Eine weitere Steigerung der absoluten Meßgenauigkeit wäre beim Vorhandensein von Normalien höherer Präzision möglich, ist jedoch im Hinblick auf die heutigen Anforderungen des praktischen Kurzwellenbetriebes vorläufig nicht notwendig.

§ 7. Zur Theorie des Meßverfahrens.

(Selbsterregter Generator mit Sekundärkreis).

Ein selbsterregter Röhrengenerator mit Sekundärkreis stellt physikalisch ein System aus zwei gekoppelten, frei schwingenden elektrischen Oszillatoren dar, deren einer, infolge der Anfachung durch die Elektronenröhre, während des Anschwingvorganges negative, im eingeschwungenen (stationären) Zustand die Dämpfung Null besitzt.

Die Grundlage für die theoretische Behandlung der Schwingungen gekoppelter Schwingungskreise bildet die klassische Arbeit von M. Wien: „Über die Rückwirkung eines resonierenden Systems". (1897) [13]). Von zahlreichen Autoren wurde später das Problem der gekoppelten Kreise, insbesondere auch das Problem des selbsterregten

Röhrensenders mit Sekundärkreis (Zwischenkreis) *) behandelt; zu nennen sind besonders: Hazeltine, Harms, Möller, Heegner, Pauli, Rogowski, Albersheim (Zusammenfassende Übersicht), Runge, Kummerer, Aiken, Petržílka [14]). Die Ergebnisse der nachfolgenden theoretischen Untersuchung der in dieser Arbeit benutzten Meßanordnung werden in erster Linie mit den Darstellungen von Heegner, Pauli, Petržílka verglichen werden. Ein kurzer Überblick über die allgemeinen Methoden der analytischen Behandlung des selbsterregten Generators ohne und mit Sekundärkreis werde im folgenden Abschnitt vorausgeschickt.

Den allgemeinsten Weg stellt die Ableitung und Diskussion der Differentialgleichung dar, die den zu untersuchenden Schwingungsvorgang beherrscht. Speziell für den selbsterregten Röhrengenerator entwickelte Darstellungsweisen sind durch die Begriffe „Selbsterregungsformel, Rückkopplungsfaktor" (Barkhausen) [15]) und „Schwinglinie, Rückkopplungsgerade" (Möller) [16]) gekennzeichnet. Die Gitterspannungs-Anodenstrom (e_g - i_a -)-Kennlinien der Röhren werden in allen folgenden Betrachtungen als geradlinig angesehen; physikalisch wird also vorausgesetzt, daß die am Gitter der Röhre auftretenden Wechselspannungen genügend klein sind, sodaß für die durch sie hervorgerufenen Schwankungen des Anodenstromes die Röhrenkennlinie als Gerade angesehen werden kann (Schwingungen 1. Art). Diese Annahme über die Kennlinien findet ihren Ausdruck in der Gleichung

$$i_a = S(e_g + De_a) \quad .$$

Diese — tatsächlich allerdings nur näherungsweise erfüllten — Voraussetzungen genügen für die theoretische Erfassung der wesentlichen Vorgänge.

Die folgenden Rechnungen werden an einem Gegentaktgenerator mit Anodenschwingkreis durchgeführt. Die Rechnungsausdrücke werden hierbei wegen der etwas einfacheren Schaltung übersichtlicher als bei dem ganz ähnlich arbeitenden, in der Meßanordnung benutzten Gegentaktgenerator mit Gitterschwingkreis, während die durch die Rechnung beschriebenen physikalischen Vorgänge qualitativ und im wesentlichen auch quantitativ die gleichen sind.

a) Die Differentialgleichung des Gegentaktgenerators ohne Sekundärkreis.

Es werde zunächst durch Ableitung der Differentialgleichung für den Strom in der Schwingkreisspule der analytische Beweis dafür ge-

*) In der deutschen Literatur werden gewisse, für den Zwischenkreissender charakteristische Amplituden- und Frequenzabhängigkeiten vielfach auch als „Zieherscheinungen" bezeichnet.

bracht, daß die in Abb. 18 unter Weglassung der Gleichstromquellen schematisch dargestellte Gegentaktanordnung im eingeschwungenen Zustand ungedämpfte Schwingungen liefert. Die Schaltung wird dabei als vollkommen symmetrisch und in allen ihren einander entsprechenden Schaltelementen übereinstimmend betrachtet. Die Anodengleichstromquelle ist zwischen den Punkten A und E zu denken; der Hochfrequenzwiderstand zwischen diesen beiden Punkten ist jedoch als Null zu betrachten, da die Gleichstromquelle durch eine große Kapazität für die HF-Ströme kurzgeschlossen ist, sodaß im HF-Stromkreis die Punkte A und E das gleiche Potential haben. Durch die Pfeile sind die in einem bestimmten Zeitmoment in den einzelnen Zweigen der Schaltung auftretenden Stromrichtungen gekennzeichnet: Die Anordnung arbeitet, ihrer Symmetrie gemäß, derart, daß — vom Symmetriepunkt A oder E aus betrachtet —, alle Ströme in der zu einer der Röhren gehörigen Schaltungshälfte (durch den Index I gekennzeichnet) um 180° phasenverschoben gegen die Ströme in der zu der anderen Röhre gehörenden Hälfte (Index II) sind, so daß man allgemein setzen darf

$$J_I = -J_{II} = J \quad .$$

Die inneren Kapazitäten der Röhren zwischen Gitter und Anode gehen in die Werte für die Kondensatoren 2C bezw. C_a mit ein. Da die analytische Behandlung dieser Schaltung ohne Berücksichtigung eines Gittergleichstromes erfolgen soll, wird als Weg für die HF-Ströme zwischen Gitter und Kathode die Gitterkapazität C_g angenommen (in der Abb. gestrichelt). Die Annahme, daß die Strecke Gitter-Kathode für die Hochfrequenzströme einen kapazitiven Weg darstellt, ist natürlich unter sonst gleichen Umständen umso mehr gerechtfertigt, je höher die im Generator erzeugte Frequenz ist.

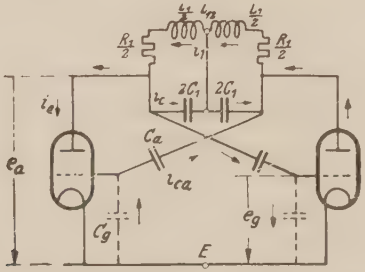

Abb. 18. Gegentaktgenerator.

Die in der Rechnung benutzten Bezeichnungen sind aus Abb. 18 ersichtlich. Alle mit kleinen lateinischen Buchstaben bezeichneten Strom- und Spannungsgrößen sind Momentanwerte.

Es gilt zunächst gemäß der oben formulierten Voraussetzung die Grundgleichung:

$$i_a = S(e_g + D e_a) \quad . \tag{1}$$

Aus dem Schaltbild sind ferner folgende Gleichungen abzulesen: Stromverzweigungen in den Punkten B und C oder B′ und C′:

$$i_L = i_a + i_c + i_{ca} \tag{2}$$

Anodenwechselspannung e_a gerechnet zwischen Anode und E:

$$e_a = \left(\frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_g}\right) \int i_{ca}\, dt = \frac{1}{K_a} \int i_{ca}\, dt \quad , \tag{3}$$

wobei

$$K_a = \frac{C_a \cdot C_g}{C_a + C_g} \quad . \tag{3a}$$

Gitterspannung e_g, zwischen Gitter und E:

$$e_g = \frac{1}{C_g} \int i_{ca}\, dt \quad : \tag{4}$$

ferner zwei weitere Gleichungen für e_a:

$$e_a = \frac{1}{2C} \int i_c\, dt \quad , \qquad e_a = -\frac{1}{2}\left(R i_L + L \frac{di_L}{dt}\right) \quad . \tag{5a, b}$$

Die Umlaufsumme der Spannungen im geschlossenen Anodenschwingkreis ist

$$R i_L + L \frac{di_L}{dt} + \frac{1}{C} \int i_c\, dt = 0 \quad , \tag{6}$$

wie auch durch Elimination von e_a aus (5a) und (5b) gefunden werden kann.

Wir bezeichnen mit — K den Quotienten e_g/e_a, also

$$\frac{e_g}{e_a} = \frac{K_a}{C_g} = -K \quad . \tag{7}$$

Einfache Umrechnungen unter Benutzung der Gleichungen (1) bis (5a, b) ergeben:

$$i_c - i_L \quad S(e_g + D e_a) - K_a \frac{de_a}{dt} = \frac{1}{2} K_a L \frac{d^2 i_L}{dt^2} + \frac{1}{2}\left[K_a R - S(K - D) L\right] \frac{di_L}{dt} + \left[1 - \frac{1}{2} S(K - D) R\right] i_L \quad .$$

Somit erhält die Gleichung (6) die Gestalt einer Differentialgleichung zweiter Ordnung für i_L:

$$L\left(1 + \frac{K_a}{C}\right) \frac{d^2 i_L}{dt^2} + \left[R\left(1 + \frac{K_a}{C}\right) - \frac{L}{2C} S(K \quad D)\right] \frac{di_L}{dt} \quad \frac{1}{C}\left[1 - \frac{R}{2} S(K \quad D)\right] i_L \quad 0. \tag{8}$$

Setzt man

$$L\left(1 - \frac{K_a}{C}\right) \quad L' \quad ,$$

$$R\left(1+\frac{K_a}{C}\right)-\frac{L}{2C}S(K-D)=R' \quad ,$$

$$C\frac{1}{1-\frac{R}{2}S(K-D)}=C' \quad ,$$

so entspricht (8) — auch in den Dimensionen — der Differentialgleichung

$$L'\frac{d^2i_L}{dt^2}+R'\frac{di_L}{dt}+\frac{1}{C'}i_L=0 \tag{8a}$$

für die freien Schwingungen eines Schwingungskreises, dessen Eigenfrequenz bekanntlich durch

$$\nu'=\frac{\omega'}{2\pi}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L'C'}-\left(\frac{R'}{2L'}\right)^2} \tag{9}$$

gegeben ist.

Der betrachtete Generator erzeugt demgemäß im eingeschwungenen Zustand, der durch die Gleichung

$$R'=R\left(1+\frac{K_a}{C}\right)-\frac{L}{2C}S(K-D)=0 \tag{10}$$

gekennzeichnet ist, ungedämpfte Schwingungen der Frequenz

$$\nu=\frac{\omega}{2\pi}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1-\frac{R}{2}S(K-D)}{LC\left(1+\frac{K_a}{C}\right)}}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}}\cdot\sqrt{\frac{1-\frac{R}{2}S(K-D)}{1+\frac{K_a}{C}}} \tag{11}$$

Man sieht, daß zu dem aus der Thomsonschen Formel für sehr schwach gedämpfte Kreise sich ergebenden Wert der Eigenfrequenz des Anodenschwingkreises, $\nu_0=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}}$, ein Korrektionsfaktor hinzutritt, der jedoch bei den üblichen Dimensionen der Senderschaltung nur wenig von 1 abweicht. Nimmt man z. B. an: $R=1$ Ohm, $S=10^{-3}$ A/V, $K=0{,}9$, $D=0{,}1$, $K_a C=1/4000$, so wird der Korrektionsfaktor 0,99965; bei $\nu_0=150\,000$ Hz bedeutet das eine Abweichung von 50 Hz.

b) Die Frequenzgleichung des Gegentaktgenerators mit Sekundärkreis.

Unter der durch das Ergebnis des vorhergehenden Abschnittes berechtigten Annahme, daß der Gegentaktgenerator im eingeschwungenen Zustand Sinusschwingungen einer bestimmten Kreisfrequenz ω liefert, wird im Folgenden von der komplexen Darstellungsweise für Ströme, Spannungen und Widerstände Gebrauch gemacht.

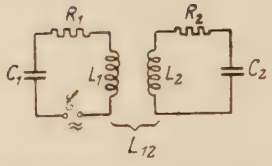

Abb. 19. Magnetisch gekoppelte Schwingungskreise.

In Abb. 19 sind zwei magnetisch gekoppelte Kreise I und II dargestellt. Im Kreise I wirke — praktisch durch irgendeine Selbsterregungsschaltung verifizierbar — eine sinusförmige Wechselspannung $\mathfrak{E}$, die einen Strom $\mathfrak{J}_1$ in diesem Kreise zur Folge hat; in dem über die Gegeninduktivität L_{12} angekoppelten Sekundärkreis II fließt dann ein Strom $\mathfrak{J}_2$. (Die übrigen Bezeichnungen sind aus der Abb. ersichtlich.) Für dieses System zweier gekoppelter Kreise gelten die Gleichungen:

$$R_1 \mathfrak{J}_1 + \frac{1}{j\omega C_1}\mathfrak{J}_1 + j\omega L_1 \mathfrak{J}_1 + j\omega L_{12}\mathfrak{J}_2 = \mathfrak{E} \quad , \tag{12}$$

$$R_2 \mathfrak{J}_2 + \frac{1}{j\omega C_2}\mathfrak{J}_2 + j\omega L_2 \mathfrak{J}_2 + j\omega L_{12}\mathfrak{J}_1 = 0 \quad , \tag{13}$$

die sich, durch Elimination von $\mathfrak{J}_2$, zusammenfassen lassen zu der Gleichung

$$\mathfrak{J}_1 \left\{ R_1 - \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{J}_1} + X + j\left[\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - y\right]\right\} = 0 \quad , \tag{14}$$

wobei

$$X = \frac{\omega^2 L_{12}^2 R_2}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} \tag{14a}$$

$$y = \frac{\omega^2 L_{12}^2 \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} \tag{14b}$$

Für $\mathfrak{J}_1 \neq 0$, d. h. immer dann, wenn überhaupt Schwingungen auftreten, kann (14) nur erfüllt sein, wenn der komplexe Widerstand in der geschweiften Klammer Null wird; es muß also sowohl der Realteil als auch der Imaginärteil verschwinden. Nimmt man an, daß $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{J}_1$ phasengleich sind (phasenreine Erregung), so wird $\mathfrak{E}/\mathfrak{J}_1$ reell, und (14) zerfällt in die beiden Gleichungen

$$A \equiv R_1 - \mathfrak{E}/\mathfrak{J}_1 + X = 0 \quad , \tag{15}$$

$$F \equiv \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - y = 0 \quad . \tag{16}$$

Durch diese Gleichungen werden die Amplituden- und Frequenzverhältnisse eines phasenrein erregten Sekundärkreisgenerators im eingeschwungenen Zustand grundsätzlich erfaßt. Man erkennt, daß mittels der Gleichung (16) die sich einstellende Frequenz aus den Da-

ten der Schwingungskreise I und II berechenbar ist; die bei dieser Frequenz auftretende Amplitude der Schwingung ist durch die Gleichung (15) bestimmt. Dementsprechend wird (16) als die Frequenzgleichung, (15) als Amplitudengleichung bezeichnet.

Im Zusammenhang mit dem in dieser Arbeit dargelegten Frequenzmeßverfahren interessiert in erster Linie die im Generator bei Hinzufügung eines Sekundärkreises sich einstellende Frequenz in Abhängigkeit von der Eigenfrequenz dieses Sekundärkreises; es handelt sich also im Wesentlichen um die Diskussion der Frequenzgleichung. Die Amplitudengleichung führt zu einer Grenzbedingung für die Anwendbarkeit des Verfahrens, auf die weiter unten noch eingegangen werden wird.

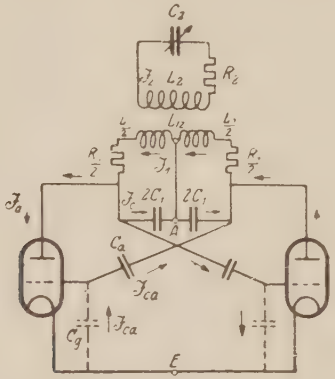

Abb. 20. Gegentaktgenerator mit Sekundärkreis.

Für den speziellen Fall des Gegentaktgenerators mit Sekundärkreis nach Abb. 20 lassen sich nun zwei den Gleichungen (12) und (13) entsprechende aufstellen; sie lauten mit den aus der Abb. ersichtlichen Bezeichnungen:

$$R_1 \mathfrak{J}_1 + j\omega L_1 \mathfrak{J}_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \mathfrak{J}_c + j\omega L_{12} \mathfrak{J}_2 = O \quad , \tag{17}$$

$$R_2 \mathfrak{J}_2 + j\omega L_2 \mathfrak{J}_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \mathfrak{J}_2 + j\omega L_{12} \mathfrak{J}_1 = O. \quad . \tag{18}$$

Ferner gelten die bereits in Abschnitt a) dieses Paragraphen abgeleiteten Gleichungen (1) bis (5a), die in komplexer Schreibweise folgende Form annehmen.

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{E}_g + D\mathfrak{E}_a) \quad , \tag{19}$$

$$\mathfrak{J}_c = \mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_a - \mathfrak{J}_{ca} \quad , \tag{20}$$

$$\mathfrak{E}_a = \frac{1}{2j\omega C_1} \mathfrak{J}_c = \frac{1}{j\omega K_a} \mathfrak{J}_{ca} \quad , \tag{21}$$

$$\mathfrak{E}_g = \frac{1}{j\omega C_g} \mathfrak{J}_{ca} \quad , \tag{22}$$

sowie

$$\mathfrak{E}_a = -\frac{1}{2}\left(R_1 \mathfrak{J}_1 + j\omega L_1 \mathfrak{J}_1 + j\omega L_{12} \mathfrak{J}_2\right). \tag{23}$$

Zur Ableitung der Amplituden- und Frequenzgleichung muß die Gleichung (17) durch Elimination von $\mathfrak{J}_2$ und $\mathfrak{J}_c$ aus den Gleichungen (18) bis (23) auf eine der Gleichung (14) entsprechende Form — Produkt aus $\mathfrak{J}_1$ und einem komplexen Widerstand — gebracht werden. Zu diesem Ziel führt folgende Rechnung: Aus (18) wird

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{-j\omega L_{12}}{\mathfrak{R}_2}\mathfrak{J}_1 \quad , \tag{18a}$$

wobei

$$\mathfrak{R}_2 = R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) .$$

Unter Benutzung der Barkhausenschen Grundgleichungen für den Röhrengenerator,

$$-\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = \mathfrak{K} \qquad \text{(Rückkopplungsfaktor)}, \tag{24}$$

$$S(\mathfrak{K} - D) = \frac{1}{\mathfrak{R}_a} \text{ (Selbsterregungsformel)}, \tag{25}$$

läßt sich $\mathfrak{J}_c$ darstellen in der Form

$$\mathfrak{J}_c = \mathfrak{J}_1\left\{1 - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\omega C_g \mathfrak{K}\right)\left(R_1 + j\omega L_1 \frac{\omega^2 L_1^2}{\mathfrak{R}^2}\right)\right\} . \tag{20a}$$

Mit (18a) und (20a) ergibt sich nach einigen Umformungen aus (17) die Gleichung:

$$\mathfrak{J}_1\left\{\alpha(R_1 - X) + j\left[\alpha(\omega L_1 - Y) - \frac{1}{\omega C_1}\right]\right\} = \left\{\beta(\omega L_1 - Y) - j\beta(R_1 + X)\right\}\mathfrak{J}_1 \quad , \tag{26}$$

worin

$$\alpha = 1 - \mathfrak{K}\frac{C_g}{2C_1} = 1 + \frac{K_a}{2C_1} \quad ,$$

$$\beta = \frac{S^2(\mathfrak{K} - D)}{\omega \cdot 2C_1} \quad .$$

X und Y siehe Gl. (14a) und (14b).

Zum Vergleich sei hier — in etwas veränderter Form — die Gleichung (14) für zwei gekoppelte Kreise nach Abb. 19 wiederholt:

$$R_1 + X + j\left(\omega L_1 - Y - \frac{1}{\omega C_1}\right) = \mathfrak{E}/\mathfrak{J}_1 \quad . \tag{14}$$

Die linke Seite der Gleichung (26) entspricht, wie aus dem analogen Aufbau leicht zu erkennen ist, einem Primärkreis mit der Induktivität αL_1 *), dem ohmschen Widerstand αR_1 und der Kapazität C_1; die

*) X und Y sind proportional L_1, wenn man berücksichtigt, daß der Kopplungsfaktor k gegeben ist durch $k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$, woraus folgt:

$L_{12}^2 = k^2 L_1 L_2$.

rechte Seite von (26) stellt die erregende EMK $\mathfrak{E}$ dar, die gegen $\mathfrak{J}_1$ um einen Winkel ψ phasenverschoben ist. Es ist

$$\operatorname{tg}\psi = -\frac{R_1 + X}{\omega L_1 - Y} \quad .$$

Da X stets positiv ist, wird immer $\psi \neq 0$. Aus (26) folgt je eine Gleichung für die reellen und imaginären Teile:

$$\alpha\left(\omega L_1 - Y\right) - \frac{1}{\omega C_1} = -\beta\left(R_1 + X\right) \quad \text{(Amplitudengleichung)}, \quad (27)$$

$$\alpha\left(R_1 + X\right) = \beta\left(\omega L_1 - Y\right) \quad \text{(Frequenzgleichung)}. \quad (28)$$

Unter Zuhilfenahme der Gleichung (27) ergibt sich die Frequenzgleichung in der Form

$$\left(\omega L_1 - Y\right)\left(\alpha + \frac{\beta^2}{\alpha}\right) - \frac{1}{\omega C_1} = 0$$

oder auch, mit $\alpha + \frac{\beta^2}{\alpha} = \sigma$,

$$\sigma\,\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \sigma\,\frac{\omega^2 L_{12}^2\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2} = 0 \quad . \quad (29)$$

Ein Vergleich mit der Frequenzgleichung (16) zeigt, daß die nicht phasenreine Erregung in dem vorliegenden Falle das Hinzutreten des von ω abhängigen Faktors σ zu L_1 zur Folge hat.

Wir setzen nun

$$\frac{1}{L_1 C_1} = \omega_1^2 \quad , \quad \frac{1}{L_2 C_2} = \omega_2^2 \quad , \quad \frac{R_2}{\omega_1 L_2} = d_2 \quad , \quad k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} \quad ;$$

dann führt mit den von Pauli gewählten Bezeichnungen

$$\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} = x \quad , \qquad \frac{\omega_1^2}{\omega^2} = z$$

eine einfache Umformung von (29) auf die Gleichung

$$(xz - 1)^2 - k^2\frac{xz - 1}{\frac{z}{\sigma} - 1} + z\,d_2^2 = 0 \quad . \quad (29a)$$

Dieselben Substitutionen in der Gleichung (16) ergeben für den Fall phasenreiner Erregung die Paulische Frequenzgleichung

$$(xz - 1)^2 - k^2\frac{xz - 1}{z - 1} + z\,d_2^2 = 0 \quad , \quad (16a)$$

die für $x = 1$ die Lösungen

$$z_1 = 1 \quad , \quad z_{2,3} = 1 - \frac{1}{2}d_2^2 \pm \sqrt{k^2 - d_2^2 + \frac{1}{4}d_2^4} \approx 1 - \frac{1}{2}d_2^2 \pm \sqrt{k^2 - d_2^2} \quad (30)$$

hat.

Die Lösung $x = 1$, $z = 1$ charakterisiert den Fall der Resonanz zwischen Sekundärkreis und Generator; es ist dann $x\,z =$

$\frac{\omega_2^2}{\omega^2} = 1$, d. h. die Verstimmung des Sekundärkreissenders gegen die Eigenfrequenz ω_2 des Sekundärkreises ist Null.

Die Frequenzgleichung (29a) unseres Gegentaktgenerators erscheint zunächst komplizierter dadurch, daß sie den von ω^2 abhängigen Faktor σ enthält. σ darf jedoch für alle praktisch vorkommenden Fälle mit hinreichender Genauigkeit als konstant angesehen werden, denn eine Überschlagsrechnung für $\omega = 9{,}4 \cdot 10^5$ Hz ($\nu = 150$ kHz) unter Zugrundelegung der im Abschnitt a) dieses Paragraphen angenommenen Dimensionen ergibt, daß bei einer Änderung von ω um 1% die zugehörige Änderung von σ nur 0,0001% beträgt. Für höhere Frequenzen wird das Verhältnis $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\omega}$ noch kleiner.

Unter der Annahme, daß σ konstant ist, findet man nunmehr für $x = \frac{1}{\sigma}$ folgende Lösungen der Gleichung (29a):

$$z_1 = \sigma,\quad z_{2,3} = \sigma - \frac{1}{2}\sigma^2 d_2^2 \pm \sigma\sqrt{k^2 - \sigma d_2^2 + \frac{1}{4}\sigma^2 d_2^4} \approx \sigma - \frac{1}{2}\sigma^2 d_2^2 \pm \sigma\sqrt{k^2 - \sigma d_2^2}. \tag{31}$$

Die Resonanz zwischen Sekundärkreis und Generator ist hier gekennzeichnet durch $x = \frac{1}{\sigma}$, $z = \sigma$, denn hieraus ergibt sich wieder $xz = \frac{\omega_2^2}{\omega^2} = 1$.

Abb. 21 zeigt für ein bestimmtes k die Abhängigkeit der Größe z von x, und zwar entsprechen die Kurven 1 und 2 den Gleichungen

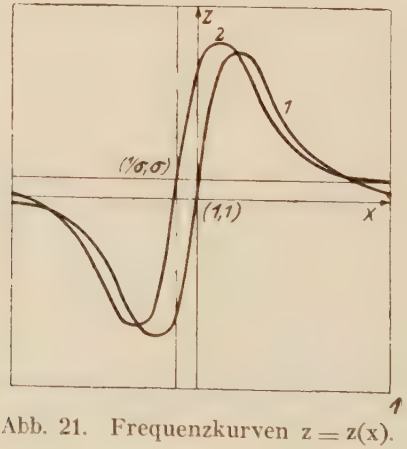

Abb. 21. Frequenzkurven $z = z(x)$.

(16a) bezw. (29a). Die Kurven sind einander ähnlich; die Abszissen entsprechender Kurvenpunkte verhalten sich wie $1 : 1/\sigma$, die Ordi-

naten wie $1 : \sigma$. Einer Dämpfung d_2 bei der Kurve 1 entspricht $d_2\sqrt{\sigma}$ im Falle 2. σ weicht nur sehr wenig von 1 ab, wie eine Rechnung mit den schon oben benutzten Werten für α und β zeigt. Es wird

$$\sigma \approx 1,\ 00025.$$

Für die Beobachtung der Resonanz zum Zwecke der Frequenzmessung ist nur ein Kurvenverlauf der in Abb. 21 dargestellten Art brauchbar *). Dieser Verlauf entspricht Werten des Kopplungsfaktors

$$k < d_2 \quad \text{bezw.} \quad k < d_2\sqrt{\sigma} \quad ,$$

für die nämlich die Lösungen $z_{2,3}$ komplex werden.
Der Grenzfall

$$k = d_2 \quad \text{bezw.} \quad k = d_2\sqrt{\sigma}$$

kennzeichnet die sogenannte „kritische Kopplung".
Für festere Kopplung

$$k > d_2 \quad \text{bezw.} \quad k > d_2\sqrt{\sigma}$$

werden $z_{2,3}$ reell, es treten 3 Schnittpunkte der Kurven mit der Gerade $x = 1$ bezw. $x = \frac{1}{\sigma}$ auf, d. h. in der Umgebung der Resonanzstelle wird z als Funktion von x mehrdeutig. Wie aus Amplituden- und Stabilitätsbetrachtungen hervorgeht, ist jedoch in diesem Falle ein dem Punkt $x = 1$, $z = 1$ oder $x = \frac{1}{\sigma}$, $z = \sigma$ entsprechender Schwingungszustand wegen des Auftretens von Unstetigkeiten im Frequenz- und Amplitudenverlauf (Ziehen, Umspringen) nicht zu verwirklichen.

§ 8. Präzisionsmessungen ultrakurzer Wellen ($\lambda < 10$ m).

Die Grenze für die direkte Anwendbarkeit des beschriebenen Meßverfahrens für Fernmessungen liegt bei der hier entwickelten Apparatur bei etwa $3 \cdot 10^7$ Hz ($\lambda = 10$ m). Sie ist in erster Linie durch die Intensitätsabnahme der Harmonischen des Meßsenders bedingt. Bei Messungen in unmittelbarer Nähe eines genügend starken Senders, für die ein besonderer Empfänger wegen der Gleichrichterschaltung des Meßsenders entbehrlich ist, (vgl. § 5), ist die Intensität der Oberschwingungen zur Überlagerung auch für etwas höhere Frequenzen noch ausreichend. Wo dies nicht der Fall ist, erfolgt die Messung in der Weise, daß die zur Überlagerung der zu messenden Frequenz dienenden Harmonischen einem zweiten Meßsender entnommen werden, dessen Grundfrequenz (z. B. 15000 kHz) in be-

*) Vgl. die am Meßsender aufgenommenen Kurven der Abb. 3.

kannter Weise mittels der beschriebenen Anordnung auf 0,01 bis 0,02‰ genau gemessen werden kann. Für die Messung der ultrahohen Frequenz ist dann grundsätzlich der gleiche Genauigkeitsgrad erzielbar. Eine derartig hohe Meßgenauigkeiten erfordernde und rechtfertigende Frequenzkonstanz ist jedoch im Ultrakurzwellenbereich technisch vorläufig nur in wenigen Fällen zu verwirklichen. (Quarzgesteuerte Großsender mit Frequenzvervielfachung, bei denen die Grundfrequenz durch sorgfältigste Temperaturkontrolle der Steuerstufe hinreichend stabilisiert wird). Die Frequenzkonstanz der üblichen verfügbaren Ultrakurzwellengeneratoren liegt auch bei quarz- oder turmalingesteuerten Geräten im allgemeinen mindestens um eine Zehnerpotenz unter der im kommerziellen Kurzwellenverkehr zu fordernden.

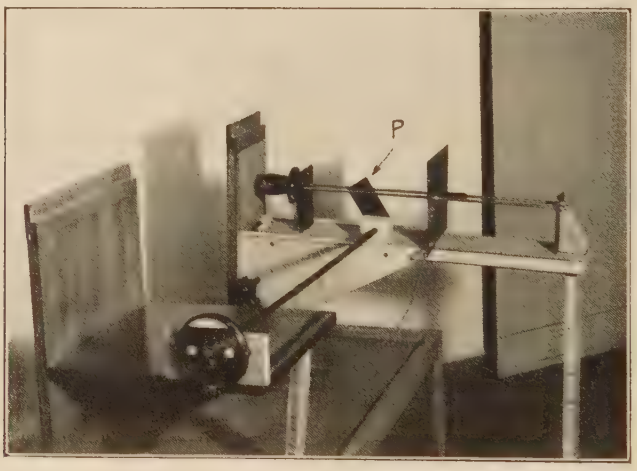

Abb. 22. Ultrakurzwellengerät ($\lambda = 2$—3 m).

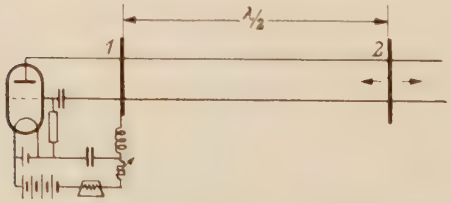

Abb. 23. Schaltschema des UKW-Meßsenders mit Lechersystem.

Es wurden Frequenzmessungen an einem schwingenden Ultrakurzwellenempfänger vorgenommen, der in Abb. 22 dargestellt ist. Das Schwingkreissystem besteht aus zwei parallelen Stäben, die im Abstand von etwa 20 mm von Anode und Gitter einer entsockelten Röhre ausgehen und durch eine verschiebbare Abstimmplatte mit-

einander verbunden sind. Mittels einer Pertinaxplatte P, die schwenkbar zwischen den beiden Stäben angeordnet ist, lassen sich Frequenzänderungen des Überlagerungstones erzielen, die innerhalb des Hörbereiches bleiben. Der Überlagerungston zwischen der Frequenz dieses Gerätes und der Meßharmonischen des Zwischensenders wird in dem als Audion geschalteten Ultrakurzwellenempfänger gleichgerichtet und dann niederfrequent verstärkt.

Zur Feststellung der Ordnungszahl n_1 der aus dem Zwischensender stammenden Harmonischen kann man das in § 3 beschriebene Verfahren mit der (n, n+k)ten Oberschwingung benutzen, oder man nimmt eine Grobmessung der Wellenlänge mit dem Lechersystem vor.

Abb. 23 zeigt das Schaltschema des Ultrakurzwellengerätes mit angekoppeltem Lechersystem, das einfach eine Verlängerung des Abstimmsystems darstellt und seinerseits durch eine zweite verschiebbare Kurzschlußplatte abgestimmt werden kann. Diese Platte kann durch einen Schnurzug auf dem Lechersystem bewegt werden. Die übliche Methode der Resonanzabstimmung mit Detektor und Galvanometer oder Thermoelement [1] wurde hier ebenfalls ersetzt durch das Sekundärkreisverfahren, das sich für die Ultrakurzwellen-Meßtechnik als ganz besonders geeignet erweist, weil dämpfende oder mit Störkapazitäten behaftete Indikatorgeräte nicht benutzt werden. Die Gesamtanordnung ist wieder aufzufassen als Sekundärkreissender, wobei das Lechersystem als Sekundärkreis wirkt. Bei stark verstimmtem Lechersystem wird nun zunächst die entsprechende Harmonische des Zwischensenders mit der zu messenden Frequenz überlagert, es wird auf die Schwebung „Null" eingestellt. Wird das Lechersystem nunmehr durch Verschieben der Platte 2 abgestimmt, so wird dicht beim Resonanzpunkt das Überlagerungstonspektrum wieder hörbar, und die Resonanz ist gekennzeichnet durch die Verstimmung Null des Gesamtsystems. Das gesamte Tonspektrum konnte innerhalb eines Bereiches von etwa 5 mm beobachtet werden; da für die im vorliegenden Falle geforderte Bestimmung der Zahl n_1 die damit gewonnene Genauigkeit der Wellenmessung voll ausreichte, konnte auf eine mechanische Verfeinerung der Anordnung und die Berücksichtigung weiterer Korrektionen am Lechersystem verzichtet werden. Eine nach diesem Verfahren durchgeführte Messung ergab z. B. eine Wellenlänge des Ultrakurzwellengenerators $\lambda = 2{,}86$ m. Die Frequenz des Zwischensenders wurde zu 13 064 kHz ermittelt. Die 8. Harmonische hat demnach eine Frequenz von $104{,}51 \cdot 10^1$ kHz, während der am Lechersystem gemessenen Welle für eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sec eine Frequenz von $104{,}9 \cdot 10^1$ kHz entspricht. Die gute Übereinstimmung beider Messungen ($\Delta \ldots$) läßt die Brauchbarkeit des Sekundärkreisverfahrens für das Lechersystem erkennen.

§ 9. Sonderanwendungen.

Die Verwendung von Leuchtquarzresonatoren in der beschriebenen Meßanordnung gibt die Möglichkeit zu sehr exakten Kapazitätsmessungen nach der Resonanzmethode. Die auf diese Methode zurückzuführenden Meßverfahren für Induktivitäten und Gegeninduktivitäten sind in entsprechender Weise anwendbar. Die Kapazitätsmessung geschieht folgendermaßen: Der Hauptmeßkreis wird bei nahezu kritischer Kopplung auf die Resonanzfrequenz des Leuchtresonators abgestimmt (geringste Leuchtbreite!); sodann wird die zu messende Kapazität dem Kondensator des HMK parallelgeschaltet, wodurch der Kreis verstimmt wird und die Leuchterscheinung aussetzt; die Kapazität des Präzisionsdrehkondensators wird dann um den Betrag der zu messenden Kapazität verkleinert, bis das Gasleuchten am Resonator wieder einsetzt. Wie im § 4 dargelegt wurde, beträgt der Einstellfehler für die Leuchtquarzresonanz am Sekundärkreis etwa $0{,}001\,‰$. Bei der Bemessung des Sekundärkreises in dem vorliegenden Falle bedeutet das bei einer Frequenz von 151 000 Hz einen Kapazitätsfehler von $\sim 3 \cdot 10^{-3}\ \mu\mu F$. Genauigkeiten dieser Größenordnung sind sonst nur in wesentlich umständlicherer Weise mit zweifacher Überlagerung, d. h. durch Abzählen der Schwebungen eines Überlagerungstones zweier Hochfrequenzgeneratoren mit einem konstanten (Stimmgabel-) Ton zu erzielen.

Die Zurückführung der Gegeninduktivitätsmessung auf eine Resonanzbeobachtung geschieht dadurch, daß die beiden in Betracht kommenden Spulen einmal gleichsinnig und das andere Mal gegensinnig hintereinandergeschaltet und mit einem Kondensator zu einem geschlossenen Schwingungskreis ergänzt werden. Sind die einzelnen Induktivitäten L_1 und L_2, ihre zu messende Gegeninduktivität L_{12}, so ergibt sich bekanntlich für den Fall der gleichsinnigen Schaltung eine Gesamtinduktivität $L_I = L_1 + L_2 + 2L_{12}$,

für den Fall der gegensinnigen Schaltung

$$L_{II} = L_1 + L_2 - 2L_{12} \quad .$$

Daraus wird

$$L_{12} = \frac{1}{4}(L_I - L_{II}) \quad .$$

Sind C_I und C_{II} die Schwingkreiskapazitäten, die in den entsprechenden Fällen die Abstimmung des Kreises auf die Resonatorfrequenz F ergeben, so führt eine einfache Rechnung unter Zuhilfenahme der Thomsonschen Formel zu dem Ergebnis

$$L_{12} = \frac{1}{16\,\pi^2 F^2} \cdot \frac{C_{II} - C_I}{C_I\, C_{II}} \quad .$$

Die Messung auch kleiner Gegeninduktivitäten ist nach dieser Methode bei Benutzung eines Leuchtquarzresonators hoher Präzision sehr einfach und sicher durchzuführen.

Zusammenfassung.

Eine Präzisions-Meßanordnung zur Fernmessung kurzer und ultrakurzer elektrischer Wellen ($f = 3 \cdot 10^6$ bis $1{,}5 \cdot 10^8$ Hz) mit einer größten Absolutgenauigkeit von 0,01 bis 0,02‰ wurde entwickelt und untersucht. Als Sekundär-Normalien dienen Leuchtquarzresonatoren im Bereich von 150 kHz, deren Frequenzwerte bis auf 0,01‰ bekannt sind. Die Grundlage des Meßverfahrens bildet die Beobachtung des Verlaufes der Frequenz eines Sekundärkreissenders in Abhängigkeit von der Eigenfrequenz des als Hauptmeßkreis verwendeten Sekundärkreises. Ein analoges Abstimmverfahren wurde bei der Messung ultrakurzer Wellen am Lechersystem verwendet. Die Frequenzgleichung eines nicht phasenrein erregten Gegentaktgenerators mit Sekundärkreis wurde abgeleitet und mit den Ergebnissen der allgemeinen Theorie phasenrein erregter, aus Röhrengenerator und magnetisch angekoppeltem Sekundärkreis bestehender Koppelsysteme verglichen. Das Meßprinzip für die Grundfrequenzen ermöglicht bei Benutzung eines Leuchtquarzresonators Kapazitäts-, Induktivitäts- und Gegeninduktivitätsmessungen hoher Genauigkeit.

Herrn Professor Dr. G. Leithäuser danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stets förderndes Interesse, Herrn Präsident a. D. Professor Dr. K. W. Wagner für die freundliche Bewilligung der experimentellen Hilfsmittel im Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung.

Literatur.

§ 1.

1) E. Giebe u. A. Alberti, Ztschr. f. techn. Phys. *6*, 93; 1925.
2) Cady, Proc. Inst. R. E. *10*, 83; 1922.
3) Giebe u. Scheibe, E T Z *47*, 380; 1926.
— Ztschr. f. Physik *46*, 607; 1928.
4) — Ztschr. f. Hochfrequenztechnik *34*, 68; 1929.

§ 2.

5) Mögel, Elektr. Nachrichtentechn. *7*, ; 1930.
6) — Telefunkenztg. *53*, 44; 1929.
7) — Telefunkenztg. *55*, 16; 1930.
8) Hall, Bur. of Stds. Journ. of Res. *53*, 647; 19.

§ 3.

9) Fehr u. Leithäuser, E N T *8*; 337; 1931.
10) Leithäuser, Rendiconti del Congresso internazionale di Telegrafia e dei Telefoni in Como, 1927 (Rom 1932).

§ 4.

11) Strecker, Jahrb. d. drahtl. Tel. *22*, 244; 1923.
Edgeworth, Journ. Inst. E. E. *64*, 349; 1926.
Martyn, Phil. Mag. *4*, 922; 1927.
Eller, Proc. Inst. R. E. *16*, 1706; 1928.
Lazaref, Ztschr. f. HF-Techn. *33*, 55; 1929.

§ 6.

12) Pauli, Dissertation Hamburg 1920.
— Jahrb. f. drahtl. Tel. *17*, 322; 1921.

§ 7.

13) M. Wien, Ann. d. Phys. *61*, 651; 1897, ferner *8*, 686; 1902.
14) Albersheim, Archf. f. Elektrotechn. XIV, 23; 1924.
Heegner, Arch. f. Elektrotechn. XI, 239; 1922, XII, 211; 1923.
Aiken, Proc. Inst. R. E. *16*, 125; 1928.
Petržílka, Casopis pro pest. mat. a fys. *59*, 113; 1930.
E N T *7*, 317; 1930 und E N T *8*, 122; 1931.
15) Barkhausen, Elektronenröhren Bd. II, 1928.
16) H. G. Möller, Die Elektronenröhren, 1929.

§ 8.

17) King, Ann. d. Phys. *7*, 1930.

Lebenslauf.

Am 15. Juli 1907 wurde ich als Sohn des 1927 verstorbenen Reichsbahn-Obertriebwagenführers Ernst Fehr und seiner Frau Ottilie geb. Bunge in Berlin-Schöneberg geboren. Im März 1926 bestand ich die Reifeprüfung und wandte mich im Sommersemester 1926 dem Studium der Mathematik, Physik und Philosophie an der Universität Berlin zu. 1927 wurde ich in die Studienstiftung des Deutschen Volkes aufgenommen. Im Sommersemester 1928 studierte ich in Göttingen, sodann bis zum Ende des Sommersemesters 1929 an der Universität und Technischen Hochschule in Wien. Nach einer praktischen Tätigkeit in der Industrie arbeite ich seit November 1929 in der Hochfrequenz-Abteilung des Heinrich-Hertz-Instituts für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin, wo ich verschiedene, zum Teil veröffentlichte Arbeiten aus dem Gebiet der Hochfrequenztechnik ausgeführt und meine Dissertation angefertigt habe. Ich war bis zum Ende des Wintersemesters 1932/33 an der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin immatrikuliert.

Werner Fehr.